KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 5320

Kalibration von TMS–Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses

JÖRG HÖRANDEL

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Überblick

Kalibration von TMS–Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses

Das Zentralkalorimeter des Luftschauerexperimentes KASCADE wird mit 10 000 Ionisationskammern bestückt, die mit der Flüssigkeit Tetramethylsilan gefüllt sind. Die Energieeichung dieser Kammern wird zuvor mit Myonen der Höhenstrahlung durchgeführt. Der dafür aufgebaute Detektorprüfstand und die Eichmethode werden beschrieben. Die Meßergebnisse mit minimal ionisierenden Myonen werden mit denen von stark ionisierenden Teilchen, die am Karlsruher Zyklotron erhalten wurden, verglichen.
Zur Rekonstruktion von Myonspuren im KASCADE–Zentralkalorimeter wurden verschiedene Algorithmen entwickelt. Als Anwendung wird die regelmäßige Energieeichung des Kalorimeters zur Kontrolle der Signalstabilität diskutiert.
Mit dem Triggersystem des Detektorprüfstandes wurden örtliche und zeitliche Änderungen des Myonflusses untersucht und dafür die Abhängigkeit der Myonrate vom Zustand der Atmosphäre gemessen.

Abstract

Calibration of TMS Ionisation Chambers with Cosmic Ray Muons and Measurement of the Muon Flux

The central calorimeter of the extensive air shower experiment KASCADE will be equipped with 10 000 ionisation chambers, filled with the liquid tetramethylsilane. The energy calibration of these chambers is obtained with cosmic ray muons. The detector test setup and the calibration procedure are described. The results of the measurements with minimalum ionising muons are compared with those of strongly ionising particles, obtained at the Karlsruhe cyclotron.
Several algorithms for muon track reconstruction in the KASCADE calorimeter are developed. As an application, periodic energy calibrations of the calorimeter are discussed, to control its signal stability.
Using the trigger system of the detector test setup, local and temporal anisotropies of the muon flux are investigated. The dependence of the muon flux on atmospheric conditions has been measured.

5 Myonspuren im KASCADE–Zentralkalorimeter 39
5.1 Passive Spurrekonstruktion 40
5.1.1 Maximum– und 1.2 σ–Filter 40
5.1.2 2°–Filter 42
5.2 Aktive Spurrekonstruktion 44
5.2.1 Ein Algorithmus für das KASCADE–Zentralkalorimeter 45
5.2.2 Überprüfung der Methode mit dem Detektorprüfstand 46

6 Messung des Myonflusses 48
6.1 Abhängigkeit von atmosphärischen Parametern 48
6.2 Örtliche Anisotropie 52
6.3 Zeitliche Schwankungen 55

7 Zusammenfassung und Ausblick 56

Anhang I

A Die Elektronik I
A.1 Trigger I
A.2 Hochspannungsversorgung III
A.3 Signalverarbeitung IV
A.4 Experimentsteuerung V

B Das Datennahmeprogramm VII

C Ergänzungen zur Dickenmessung IX
C.1 Zusammenhang zwischen Kapazität und Dicke IX
C.2 Verhalten der Kammern bei Temperaturänderungen X

D Elektronische Korrekturen XII
D.1 Spannungsabhängigkeit der Koppelkondensatoren XII
D.2 Ladungsverlust bei Auskopplung XIII

E Optimale Hochspannung XIV

F Aktive Spurrekonstruktion für erhöhtes elektronisches Rauschen XVI

G Meßzeit zur Energieeichung des KASCADE–Zentralkalorimeters XVII
G.1 Passive Spurrekonstruktion XVII
G.2 Aktive Spurrekonstruktion XVIII

Literaturverzeichnis XIX

Abbildungsverzeichnis XXIII

Inhaltsverzeichnis

Einführung 1

1 Kosmische Strahlung 3

1.1 Primäre kosmische Strahlung 3

1.2 Ausgedehnte Luftschauer 6

1.3 Myonen der kosmischen Strahlung 7

1.4 Das Experiment KASCADE 9

2 Nachweis von Myonen 12

2.1 Wechselwirkung von Myonen mit Materie 12

2.1.1 Energieverlust durch Ionisation 12

2.1.2 Verteilung des Energieverlustes 13

2.2 Flüssigkeitsionisationskammern 14

2.2.1 Funktionsweise 14

2.2.2 TMS–Ionisationskammern 17

3 Der Detektorprüfstand 18

3.1 Aufbau des Prüfstandes 18

3.2 Messungen mit dem Myontrigger 20

3.2.1 Einstellung der Triggerzähler 20

3.2.2 Akzeptanz des Triggers und Triggerraten 21

4 Kalibration der Kammern mit dem Detektorprüfstand 24

4.1 Bestimmung der Kammerdicke 24

4.2 Elektronische Kalibration 26

4.3 Gemessene Energiedeposition 28

4.4 Bestimmung der Lebensdauer 30

4.4.1 Prinzip 30

4.4.2 Messungen 32

4.5 Reproduzierbarkeit der Lebensdauer 34

4.6 Absolute Kalibration 35

4.7 Serienprüfung der Kammern 36

4.8 Vergleich mit Messungen am Zyklotron 37

Einführung

Auf die Atmosphäre der Erde treffen in jeder Sekunde einige hundert Teilchen pro Quadratmeter, die kosmischen Ursprungs sind. Bei niedrigen Energien stammt ein Großteil von ihnen aus der Sonne und gilt als hinreichend erforscht. Für Energien oberhalb $10^{15}\ eV$ jedoch können die Quellen der Strahlung und ihre Beschleunigungsmechanismen bisher nur unbefriedigend erklärt werden. Eine Möglichkeit zur Überprüfung der unterschiedlichen theoretischen Modelle ist die Bestimmung ihrer bei hohen Energien ebenfalls weitgehend unbekannten Elementzusammensetzung. Die Eigenschaften der Teilchen werden in diesem Energiebereich indirekt durch die Messung von ausgedehnten Luftschauern ermittelt. Zu diesem Zweck wird derzeit auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe ein Experiment mit dem Namen „**KA**rlsruhe **S**hower Core and **A**rray **DE**tector“ (KASCADE) aufgebaut (Kapitel 1).

Eine der Detektorkomponenten dieses Experimentes ist ein $16 \times 20\ m^2$ großes Kalorimeter zur Messung der Energie der Hadronen im Schauerkern. Für dieses Kalorimeter wird eine neue Art von Ionisationskammern verwendet, die mit der Flüssigkeit Tetrametylsilan gefüllt sind (Kapitel 2). Mit einem Prototyp dieses Kalorimeters wurde dieses Konzept erstmals in größerem Maßstab realisiert [Föller 93] [Mielke 93].

Physikalisches Hauptziel des Kalorimeters ist der Nachweis von Hadronen mit Energien im TeV–Bereich. Es gibt zur Zeit keinen Beschleuniger, der in diesem Bereich Teilchen erzeugt, die zur Energieeichung eines solchen Kalorimeters benutzt werden könnten. Die Ionisationskammern lassen sich jedoch in mehreren Stufen absolut kalibrieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektorprüfstand aufgebaut, der die physikalische Kalibration der Kammern mit Myonen der Höhenstrahlung ermöglicht. Aufbau und Funktionsweise des Prüfstandes werden in Kapitel 3 beschrieben. Es wurden Methoden entwickelt, die eine Bestimmung der Kalibrationskonstanten erlauben. Das Verhalten der Kammern bei Temperaturänderungen wurde untersucht. Die Genauigkeit der absoluten Kalibration und Erfahrungen bei der Serienprüfung der Kammern werden diskutiert. Die Messungen mit minimal ionisierenden Myonen werden mit Ergebnissen von Experimenten mit stark ionisierenden Teilchen verglichen (Kapitel 4).

Für das Experiment KASCADE ist eine Betriebsdauer von ungefähr zehn Jahren geplant. Zur Überwachung der Stabilität des Zentraldetektors ist es wünschenswert, während des Experimentbetriebes von Zeit zu Zeit die Energieeichung der Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung, ähnlich der Kalibration im Prüfstand, zu wiederholen. Hierzu ist es notwendig, im Kalorimeter Myonspuren zu erkennen. Verschiedene Algorithmen zur Rekonstruktion von Myonspuren im Zentraldetektor wurden entworfen und werden anhand simulierter Ergebnisse diskutiert. Ihre Anwendung zur Energieeichung der Ionisationskammern wird in Kapitel 5 beschrieben.

Das Szintillatorhodoskop des Triggersystems im Detektorprüfstand spricht im wesentlichen nur auf Myonen an und stellt ein Zenitteleskop dar. Es ist damit ein geeignetes Nachweisgerät zur Untersuchung des Myonflusses. Mit diesem wurde die Abhängigkeit des Flusses

von Luftdruck, -temperatur und -feuchtigkeit untersucht, und die Meßergebnisse werden mit theoretischen Berechnungen verglichen. Weiterhin wurde eine Himmelsdurchmusterung zur Suche nach Anisotropien des auf die Wetterabhängigkeit korrigierten Flusses bezüglich Himmelsrichtung und Zeit durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 6 diskutiert.

1

Kosmische Strahlung

Die systematische Untersuchung der kosmischen Strahlung begann mit der Arbeit von HESS im Jahre 1912 [Hess 12]. Seither wurden zahlreiche Experimente zur Untersuchung der Höhenstrahlung durchgeführt. Die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt.

1.1 Primäre kosmische Strahlung

Isotropie

Die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung werden aufgrund galaktischer Magnetfelder abgelenkt[1]. Informationen über die Richtung der Quelle gehen damit verloren, und die kosmische Strahlung trifft die Erde isotrop. Die Anisotropie ist für Teilchen mit Energien bis 10^{14} eV kleiner als 0.1%. Mit zunehmender Teilchenenergie vergrößert sich der gyromagnetische Radius, damit wird die Ablenkung geringer und die Teilchen behalten einen Teil ihrer Richtungsinformation. Die Anisotropie wird also mit zunehmender Energie größer, sie steigt von 1% bei 10^{17} eV bis auf fast 100% bei Energien von 10^{20} eV [Hillas 84].

Zusammensetzung

Die niederenergetische kosmische Strahlung besteht zu 98% aus Atomkernen. Von diesen sind 87% Protonen und 12% α–Teilchen, der verbleibende Anteil sind schwere Kerne. Die restliche Strahlung wird von Elektronen und zu einem kleinen Teil ($\approx 0.1\%$) von γ–Quanten gebildet.

Vergleicht man die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung mit der durchschnittlichen Elementhäufigkeit im Sonnensystem, so fallen einige Punkte auf (vgl. Abbildung 1.1 [Longair 92]):
Die Elemente Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff (CNO–Gruppe) und die Eisengruppe kommen sowohl in der kosmischen Strahlung als auch im Sonnensystem recht häufig vor. Der gerade–ungerade–Effekt der Stabilität der Kerne zeigt sich in beiden Zusammensetzungen. Wasserstoff und Helium kommen in der kosmischen Strahlung wesentlich seltener vor. Der Anteil der leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor ist in der kosmischen Strahlung im Vergleich zum Sonnensystem größer. Ebenso sind die Elemente von Kalzium (Z=20)

[1] Der gyromagnetische Radius beträgt beispielsweise für ein Proton der Energie 10^{12} eV etwa 20 AE.

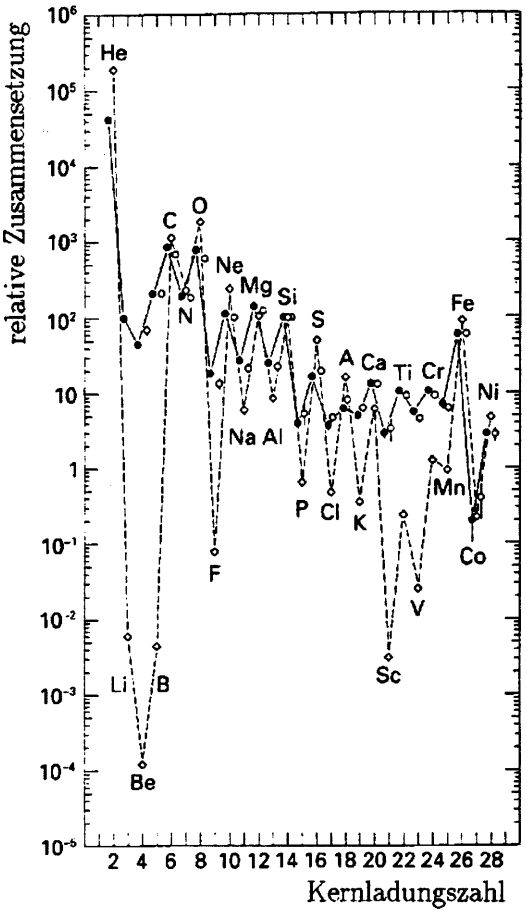

Abbildung 1.1: Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung in den Energiebereichen 70 – 280 MeV/Nukleon (●) und 1000 – 2000 MeV/Nukleon (○) sowie im Sonnensystem (◇). Die Häufigkeiten sind auf die Häufigkeit von Silizium (= 100) normiert (nach [Simpson 83]).

bis Mangan (Z=25) in der kosmischen Strahlung überproportional vertreten. Das häufigere Vorkommen dieser Elemente erklärt man sich dadurch, daß diese Elemente nicht durch Nukleosynthese in den Sternen, sondern durch Spallation entstehen. Auf dem Weg von ihren Quellen zur Erde wechselwirken die häufig vorkommenden Elemente der CNO– und der Eisengruppe mit dem intergalaktischen Medium, und durch die Bildung von Kernfragmenten werden die oben erwähnten Elemente erzeugt. Trotz der diskutierten Unterschiede stimmen die beiden Elementzusammensetzungen im hier diskutierten niederenergetischen Bereich im wesentlichen gut überein. Dagegen ist die Zusammensetzung für Energien $E_0 > 10^{14}\ eV$ noch weitgehend unbekannt.

Energiespektrum

Die Energie der Teilchen erstreckt sich über 13 Größenordnungen von einigen MeV bis zu einer zur Zeit maximal nachgewiesenen Energie von $10^{20}\ eV$, ihr Fluß nimmt dabei stark ab. Das differentielle Energiespektrum ist im Bereich von $E_0 \approx 10^{11}\ eV$ bis $E_0 \approx 10^{20}\ eV$ in Abbildung 1.2 wiedergegeben. Zur besseren Darstellung des steilen Abfalles des Spektrums wurde die Ordinate mit $E_0^{2.5}$ multipliziert. Man erkennt, daß sich bei etwa $3 \cdot 10^{15}\ eV$ der Abfall des Spektrums ändert, diese Stelle wird üblicherweise als „Knie“ bezeichnet. Das Spektrum läßt sich in zwei Bereiche unterteilen, in denen jeweils der Teilchenfluß über mehrere Größenordnungen einem Potenzgesetz gehorcht:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad . \tag{1.1}$$

Der Spektralindex α beträgt für Energien $E_0 < 3 \cdot 10^{15}\ eV$ $\alpha = 2.76 \pm 0.09$[Burnett 90]. Für Energien $E_0 > 3 \cdot 10^{15}\ eV$ fällt das Spektrum steiler ab und es gilt $\alpha \approx 3$. Die Ursachen für

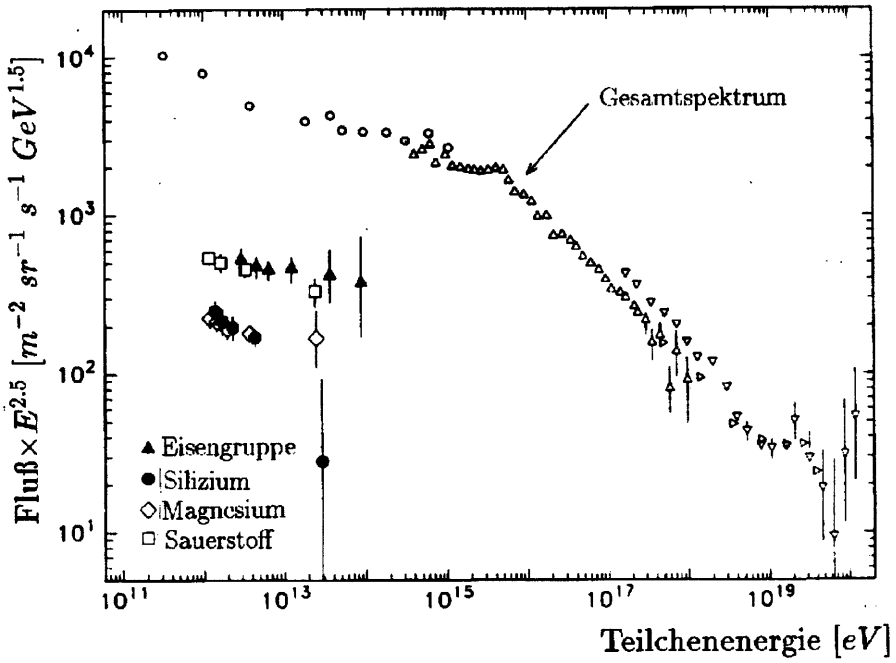

Abbildung 1.2: Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung (nach [Müller 91]).

die Änderung des Spektralindexes sind bisher unbekannt.

In Abbildung 1.2 sind zusätzlich die Ergebnisse eines Space–Shuttle Experimentes der Universität von Chicago [Müller 91] für einzelne Elemente eingetragen. Bei der Eisengruppe fällt auf, daß ihre Häufigkeit mit zunehmender Energie langsamer abnimmt als das Gesamtspektrum. Für die Elemente Ne, Mg und Si deutet sich im Experiment eine stärkere Abnahme der jeweiligen Häufigkeiten mit der Energie an. Die Zusammensetzung ändert sich also, und die oben beschriebenen Ergebnisse lassen sich nicht einfach zu höheren Energien extrapolieren.

Diese Beobachtung läßt sich möglicherweise dadurch erklären, daß leichte Kerne im galaktischen Magnetfeld weniger stark abgelenkt werden als schwere mit gleicher Energie. Mit zunehmender Energie gelangen damit zunächst leichte Teilchen wie Protonen und Heliumkerne in die Randbereiche der Galaxie und können diese nach dem „Leaky–Box–Modell“ verlassen. Das Herauslaufen der Teilchen würde zu einer Änderung der Elementzusammensetzung führen und möglicherweise im Bereich des Knies einen steileren Abfall des Energiespektrums bedingen.

Die genaue Kenntnis des Verlaufes des Flußspektrums und der Elementzusammensetzung in Abhängigkeit von der Energie ermöglicht eine Überprüfung der unterschiedlichen Beschleunigungsmodelle. Man nimmt heute an, daß die Teilchen in Schockfronten von Supernovaexplosionen, durch Pulsare, in Quasaren, galaktischen Kernen und Radiogalaxien beschleunigt werden. Damit lassen sich Energien bis zu $\approx 10^{16}$ eV erklären, für höhere Energien gibt es zur Zeit nur vage Theorien.

Bis zu 10^{14} eV kann die Elementzusammensetzung direkt mit hochfliegenden Ballonen, auf Satelliten oder dem Space–Shuttle gemessen werden. Für höhere Energien ist der Teilchenfluß so gering, daß direkte Messungen oberhalb der Atmosphäre nicht mehr durchgeführt werden können. In diesem Bereich soll die Zusammensetzung deshalb indirekt mit großflächig angeordneten Detektorfeldern am Erdboden gemessen werden, indem durch detailliertes Ausmessen des Luftschauers die Eigenschaften des primären Teilchens rekonstruiert werden.

1.2 Ausgedehnte Luftschauer

Beim Eintritt in die Atmosphäre der Erde wechselwirken die Teilchen mit den Kernen der Lufthülle. Dabei entstehen eine große Zahl von Sekundärteilchen, hauptsächlich Mesonen wie z.B. π^0, $\pi^\pm$, K^0 und $K^\pm$ sowie Nukleonen. Bei jedem Stoß verliert das Primärteilchen im Mittel etwa 50% seiner Energie.

Das weitere Verhalten der Sekundärteilchen hängt vom Verhältnis der Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen zur Lebensdauer ab, wobei typische Lorentzfaktoren von $\gamma \approx 10^4 - 10^5$ zu berücksichtigen sind.

Die neutralen Pionen zerfallen aufgrund ihrer geringen Lebensdauer sehr schnell $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ mit $\tau_{\pi^0} \approx 10^{-16}\ s$, ohne zuvor einer weiteren Wechselwirkung zu unterliegen. Die hierbei entstehenden γ–Quanten erzeugen Elektron–Positron–Paare die wiederum durch Bremsstrahlung γ–Quanten emittieren. Die Aufeinanderfolge dieser alternierenden Prozesse führt zur Ausbildung der **elektromagnetischen Komponente** des Luftschauers. Nach jeder Wechselwirkung verdoppelt sich im Mittel die Teilchenzahl, bis die Energie der einzelnen Teilchen den Wert der kritischen Energie unterschreitet, die in Luft $E_{krit} \approx 84\ MeV$ beträgt. Unterhalb dieser Energie wird der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation dominiert und die Zahl der Teilchen im Schauer nimmt ab.

Aufgrund ihrer größeren Lebensdauer (z.B. $\tau_{\pi^\pm} \approx 2.6 \cdot 10^{-8}\ s$) besteht für die geladenen Mesonen neben dem Zerfall die Möglichkeit einer weiteren hadronischen Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit für die beiden Prozesse ist von der Energie der Teilchen und von der Dichte der Luft abhängig.

Die **myonische Komponente** eines Luftschauers entsteht durch den Zerfall der geladenen Mesonen, z.B.

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\overline{\nu_\mu}) \quad . \tag{1.2}$$

Niederenergetische Mesonen zerfallen vollständig, ihre Zerfallswahrscheinlichkeit nimmt mit zunehmender Energie ab und erreicht für Pionen der Energie $10^4\ GeV$ etwa 1%. Die kritische Energie für Myonen in Luft beträgt etwa $3.6\ TeV$, die meisten Myonen verlieren also ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisationsprozesse und haben damit eine sehr große Reichweite in der Atmosphäre. Sie unterliegen, abgesehen von Vielfachstreuung, praktisch keiner weiteren Wechselwirkung. Ein Teil der Myonen zerfällt jedoch auf ihrem Weg zur Erdoberfläche mit einer Lebensdauer von $\tau_{\mu^\pm} = 2.2 \cdot 10^{-6}\ s$ in Elektronen und Neutrinos:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\overline{\nu_e}) + \overline{\nu_\mu}(\nu_\mu) \quad . \tag{1.3}$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit ist hierbei energieabhängig, sie nimmt mit zunehmender Myonenergie ab, insgesamt erreichen etwa 50% der Myonen Meereshöhe. Durch Zerfall der Myonen in Elektronen wird die elektromagnetische Komponente verstärkt.

Ein Teil der geladenen Mesonen überlebt die Zeit bis zu einer weiteren Wechselwirkung und bildet zusammen mit den Nukleonen durch wiederholte inelastische Stöße mit den Atomkernen der Atmosphäre die **hadronische Komponente** eines Luftschauers, die nach etwa $10 - 12$ Wechselwirkungslängen Meereshöhe erreicht. Sie liefert durch Produktion ungeladener Mesonen die elektromagnetische und durch Produktion geladener Mesonen die myonische Komponente auf dem Weg durch die Atmosphäre ständig nach.

Der Hauptteil der Teilchen eines ausgedehnten Luftschauers bewegt sich in einer leicht gewölbten Scheibe senkrecht zur Bewegungsrichtung des Primärteilchens mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auf die Erdoberfläche zu. Abbildung 1.3 zeigt die beschriebenen Vorgänge schematisch.

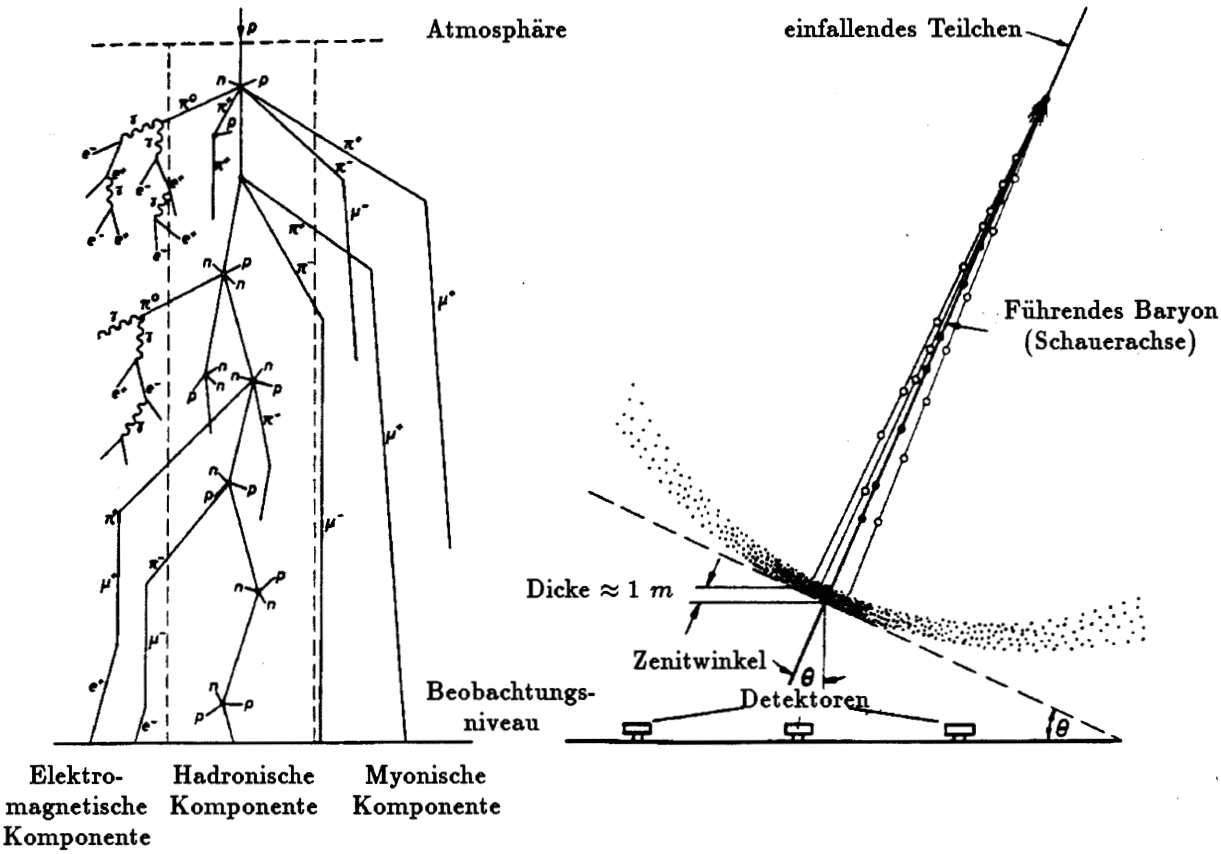

Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre (links) und seines Auftreffens auf das Beobachtungsniveau mit Nachweisgeräten (rechts) (nach [Allkofer 75]).

Für Teilchen mit Primärenergien $E_0 \gtrsim 10^{14}\ eV$ kann die Kaskade die ganze Atmosphäre durchdringen und die Sekundärteilchen treffen über einige hundert Quadratmeter verteilt auf die Erdoberfläche. Ein durch ein Proton mit der Energie $E_0 = 10^{15}\ eV$ induzierter Luftschauer erzeugt am Erdboden etwa 100 000 Elektronen, 10 000 Myonen und einige 100 Hadronen oberhalb einer Energieschwelle von 10 GeV. Die entstehenden Mesonen und Nukleonen sind aufgrund ihrer geringen Transversalimpulse mit einem Radius von etwa 10 m um die Schauerachse konzentriert. Für Elektronen ergeben sich typische Radien von 80 m. Mit einigen 100 m haben die Myonen die breiteste Lateralverteilung[2], da sie aufgrund ihres großen Durchdringungsvermögens aus großen Höhen bis zum Erdboden gelangen können. Diese Werte legen die Größe des Detektorfeldes zum Nachweis eines ausgedehnten Luftschauers fest.

1.3 Myonen der kosmischen Strahlung

Mit dem bekannten Fluß der Primärteilchen, den Wirkungsquerschnitten, der Energieabhängigkeit der Multiplizitäten und der Verteilung der Transversalimpulse läßt sich das Energiespektrum der Sekundärteilchen wie z.B. Pionen berechnen. Diese Rechnungen zeigen, daß der Spektralindex der Pionen im wesentlichen mit dem des primären Spektrums übereinstimmt. Mit den ebenfalls bekannten Zerfallswahrscheinlichkeiten kann daraus das Myonspektrum bestimmt werden. In Abbildung 1.4 wird das differentielle Impulsspektrum von Pionen mit dem, der daraus entstehenden Myonen verglichen. Man erkennt, daß sich beide Spektren im

[2] Abbildung G.1 im Anhang G zeigt die Lateralverteilung für Myonen und Hadronen in einem Luftschauer.

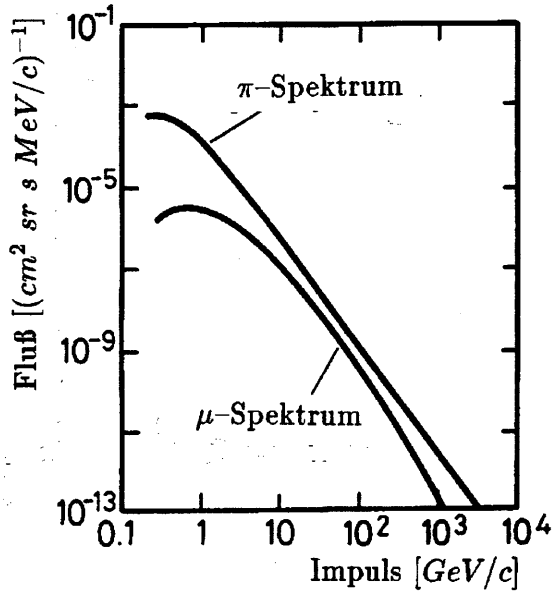

Abbildung 1.4: Prinzipeller Zusammenhang der Impulsspektren von Myonen und Pionen (nach [Allkofer 84]).

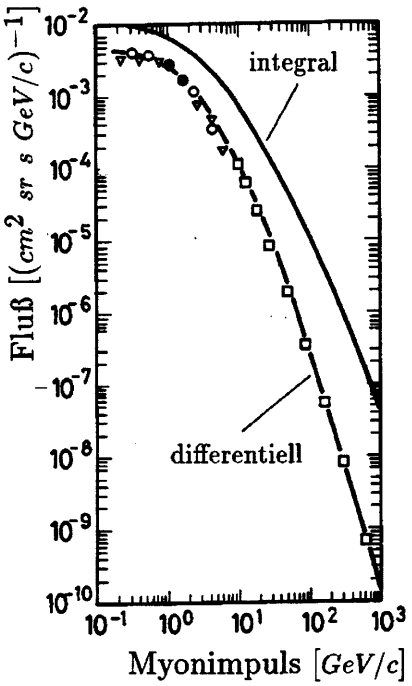

Abbildung 1.5: Differentielles und integrales Impulsspektrum für vertikale Myonen auf Meereshöhe und 50° nördlicher Breite (nach [Allkofer 84]).

Bereich 10 $GeV/c < p < 100\ GeV/c$ durch das gleiche Potenzgesetz beschreiben lassen. Bei niederen Energien zerfallen alle Mesonen in Myonen, diese wiederum zerfallen vollständig in Elektronen, da die Zerfallswahrscheinlichkeit nicht mehr vernachlässigbar ist. Dies führt zu einem Maximum des Myonspektrums. Bei hohen Energien dagegen führen die Mesonen zum Teil hadronische Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Luft aus bevor sie zerfallen können und das Myonspektrum fällt relativ zum Pionspektrum um den Faktor $\frac{1}{E}$ steiler ab. Das differentielle und integrale Impulsspektrum vertikal einfallender Myonen ist in Abbildung 1.5 angegeben.

Im Spektrum sind positiv und negativ geladene Myonen fast gleich häufig. Ein Überschuß an positiven Myonen entsteht durch assoziierte Kaonproduktion und infolge der Tatsache, daß die Targetkerne ausschließlich positiv geladen sind. Das Verhältnis von positiv zu negativ geladenen Myonen wurde zu

$$K_\mu = \frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} \approx 1.2 \tag{1.4}$$

gemessen.

Der Fluß der Myonen hängt vom Zenitwinkel Θ ab, da sich die effektive Dicke der Atmosphäre mit Θ ändert. Die Abhängigkeit läßt sich mit dem Ansatz

$$I(\Theta, E_\mu) \propto \cos^{n(E_\mu)} \Theta \tag{1.5}$$

beschreiben. Auf Meereshöhe ergibt sich $\langle n \rangle = 1.85 \pm 0.10$ [Allkofer 84].

Zur Energieeichung der Ionisationskammern werden **einzelne Myonen** selektiert. Diese stammen von Teilchen mit niederen Primärenergien bzw. kleinen Luftschauern bei denen außer den Myonen keine weiteren Begleitteilchen den Erdboden erreichen.

Ausgedehnte Luftschauer enthalten eine Vielzahl von Myonen, die gleichzeitig das Beobachtungsniveau erreichen. Sie bewegen sich dabei im wesentlichen parallel zur Schauerachse. In

einem Luftschauer mit der Primärenergie $E_0 = 10^{15}\ eV$ beispielsweise weichen die Myonen infolge Vielfachstreuung und unterschiedlicher Erzeugungswinkel im Abstand von $40-50\ m$ zur Schauerachse im Mittel um etwa 0.4^o von der Schauerrichtung ab. Dies kann, wie später gezeigt wird, zur Rekonstruktion von Myonspuren im KASCADE–Detektor ausgenutzt werden. Außerdem können Myonen in ausgedehnten Luftschauern zur Identifikation des Primärteilchens und Bestimmung seiner Energie beitragen. Sie sind aufgrund ihrer kleinen inelastischen Wirkungsquerschnitte in der Lage, aus großen Höhen den Erdboden zu erreichen. Sie tragen damit Information über die longitudinale Schauerentwicklung in diesen Höhen. In der Nähe des Schauerkerns erlauben hochenergetische Myonen eine Untersuchung der ersten Wechselwirkung eines Luftschauers. Aus der Lateralverteilung der Myonen können die mittleren Transversalimpulse der Pionen bestimmt werden. Sind diese bereits experimentell bekannt, so kann aus einem gemessenen Transversalimpuls die Höhe der ersten Wechselwirkungen ermittelt werden.

Die Anzahl der Myonen in einem Luftschauer ist mit der Energie und der Masse des primären Teilchens korreliert. Ein Eisenkern wird beispielsweise in der ersten Wechselwirkung im wesentlichen in 56 einzelne Nukleonen mit $E_{Nukleon} \approx \frac{1}{56} E_{Fe}$ zerlegt. Jedes dieser Teilchen löst nun einzelne Luftschauer aus, die sich in der Atmosphäre überlagern. Da die Anzahl der Sekundärteilchen bei einer Wechselwirkung nur logarithmisch mit der Energie zunimmt, entstehen bei einem Fe–induzierten Schauer mehr Sekundärteilchen als bei einem protoninduzierten Schauer gleicher Energie. Die Schauermaxima der 56 Einzelschauer liegen in größerer Höhe über dem Beobachtungsniveau als das Maximum des protoninduzierten Schauers, da die Eindringtiefe eines Schauers nur logarithmisch mit seiner Energie zunimmt. Bei einem eiseninduzierten Luftschauer werden also mehr Myonen erzeugt als bei einem protoninduzierten.

1.4 Das Experiment KASCADE

Hauptziel des Experimentes KASCADE (110 m ü.N.N.) ist die Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} < E_0 < 10^{17}\ eV$. Hierzu werden gleichzeitig alle drei Komponenten eines Luftschauers gemessen, dies zeichnet das Experiment gegenüber anderen Höhenstrahlungsexperimenten aus. Die hierzu verwendeten verschiedenen Detektortypen werden im folgenden beschrieben [Doll 90].

Das Detektorarray

Zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente dient ein $200 \times 200\ m^2$ großes Detektorfeld („Detektorarray“) mit 252 Stationen, die auf einem rechtwinkligen Gitter im Abstand von je 13 m zueinander angeordnet sind, siehe Abbildung 1.6. Eine solche Station enthält vier Szintillationszähler mit einer Grundfläche von je 1 m Durchmesser zum Nachweis der Elektronen und Gammaquanten. Es wird ein 4 cm dicker Flüssigszintillator verwendet. Das Szintillationslicht wird mit einem kegelförmigen Luftlichtleiter einem Photomultiplier zugeführt. Unterhalb der Elektron–Gamma–Detektoren befinden sich unter einer Abschirmung von 10 cm Blei und 4 cm Eisen Myondetektoren. Diese bestehen aus vier quadratischen Plastikszintillatoren die an den Kanten über Wellenlängenschieber an Photomultiplier angekoppelt sind.

Je 16 Detektorstationen werden zu einer elektronischen Einheit zusammengefaßt, sie bilden ein sogenanntes „Cluster“ mit jeweils einer Kontrollstation zur Aufnahme der Elektronik.

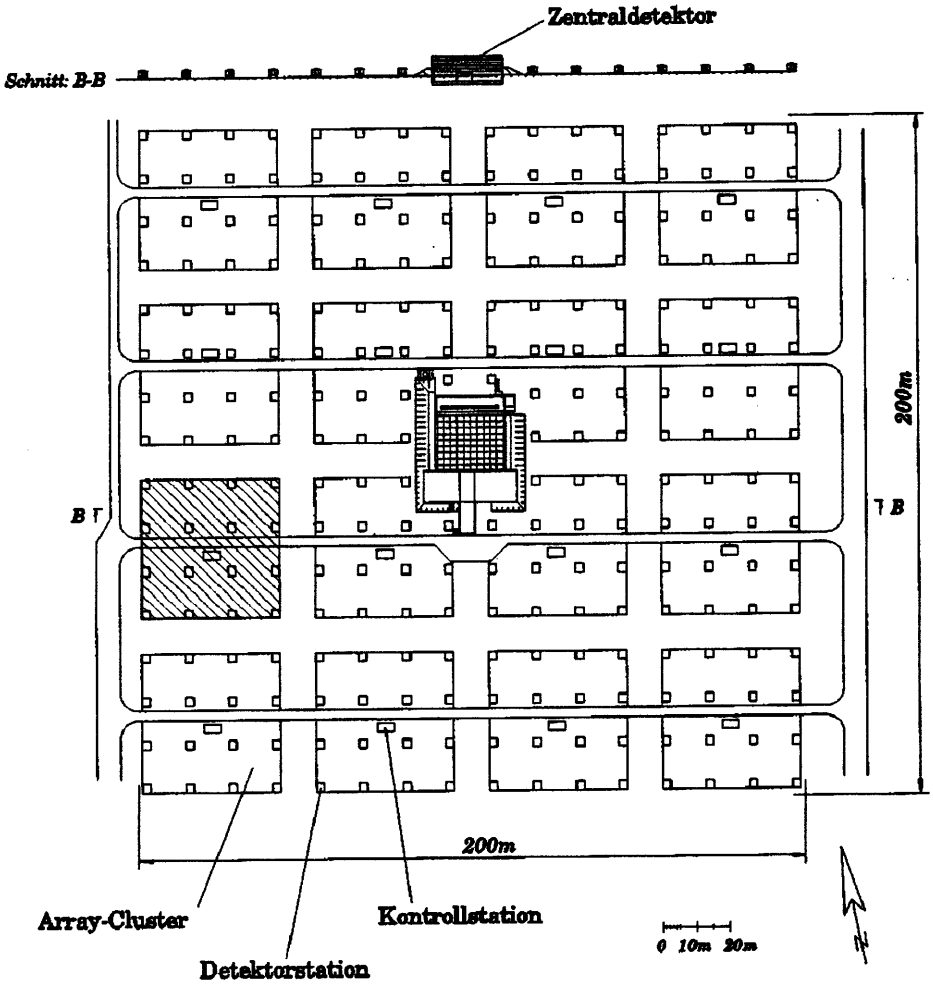

Abbildung 1.6: Auslegung von KASCADE.

Bei einer aktiven Fläche von 3.2 m^2 pro Detektorstation ergibt sich eine effektive Flächenbelegung von 2 %. Damit werden die Genauigkeiten der gemessenen Teilchenzahlen durch die intrinsischen Fluktuationen der individuellen Schauerentwicklung und nicht mehr durch eine zu geringe Flächenbelegung dominiert.

Der Zentraldetektor

Im Zentrum des Detektorarrays befindet sich der in Abbildung 1.7 gezeigte Zentraldetektor. Er besteht aus einem Eisen–Sampling–Kalorimeter zur Messung von Hadronen und Myonen, hauptsächlich im Schauerkern. Die Anzahl, die Energie und die Richtung der einfallenden Hadronen und Myonen sollen mit dem Kalorimeter bestimmt werden. Mit den Abmessungen von 16×20 m^2 entspricht die Grundfläche des Zentraldetektors in etwa der Ausdehnung des Schauerkernes. Der Absorber besteht aus mehreren Lagen Eisen, deren Dicke von 12 cm in den oberen bis auf 36 cm in der untersten Lage zunimmt. Zwischen diesen Eisenabsorbern sind 7 Lagen mit Ionisationskammern eingebettet. Eine weitere Ebene mit Ionisationskammern befindet sich unterhalb der 70 cm dicken Betondecke, die einen zusätzlichen Absorber bildet. Zur vollständigen Bestückung des Kalorimeters werden etwa 10 000 Ionisationskammern verwendet, die mit der Flüssigkeit Tetramethylsilan (TMS) gefüllt sind. TMS ist eine

unpolare, sphärische Kohlenwasserstoffverbindung mit einem Siedepunkt von $T_s = 27\,°C$ und der stöcheometrischen Formel $Si(CH_3)_4$. Mit den Kammern können sowohl einzelne Myonen als auch hohe Teilchendichten in Schauerkernen nachgewiesen werden, ohne daß die Detektoren Sättigungserscheinungen zeigen. Der große dynamische Bereich wird nur durch die verwendete Elektronik auf etwa 10^4 begrenzt. Das Signal in einer Ionisationskammer ist unabhängig vom Durchgangsort eines Teilchens, Geometrieeffekte müssen nicht berücksichtigt werden.

Auf dem Kalorimeter befindet sich eine 5 *cm* dicke Bleischicht zur Unterdrückung der elektromagnetischen Komponente. Das gesamte Kalorimeter hat eine Tiefe, die 11 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht, und ist damit in der Lage, Hadronen bis zu einer Energie von etwa 10 *TeV* vollständig zu absorbieren. Die untere Grenze für den Nachweis und die Identifikation von Hadronen im Kalorimeter liegt bei etwa 10 *GeV*.

Unterhalb der Fundamentdecke befinden sich zwei Ebenen mit Vieldrahtproportionalkammern zur Messung der myonischen Komponente. Aufgrund der darüberliegenden Absorberschichten erreichen nur Myonen mit Energien $E_\mu > 2\ GeV$ die Kammern und können dort nachgewiesen werden.

Die dritte Ebene des Kalorimeters, dort wo im Mittel das Maximum eines hadronischen Schauers liegt, ist mit 200 Plastikszintillationszählern mit einer Fläche von je 0.90 m^2 bestückt, die Triggersignale für das Hadronkalorimeter und die Myonkammern liefern. Außerdem können mit den schnellen Signalen Zeitverteilungen für Myonen und Hadronen im Schauerkern bestimmt werden.

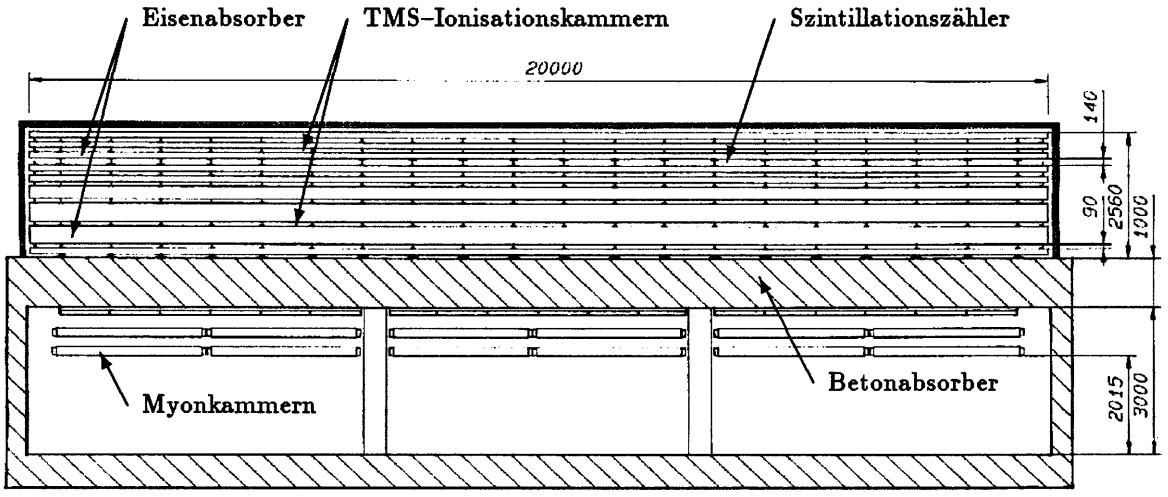

Abbildung 1.7: Querschnitt durch den Zentraldetektor.

2

Nachweis von Myonen

2.1 Wechselwirkung von Myonen mit Materie

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie finden Wechselwirkungen zwischen dem einfallenden Teilchen und den Atomen des Mediums statt. Bei Myonen der kosmischen Strahlung liegen die kinetischen Energien der Teilchen um viele Größenordnungen über der mittleren Bindungsenergie E_B der Elektronen im Atom. Die Stöße mit Hüllenelektronen können daher als Stöße mit freien Teilchen beschrieben werden, bei denen durch die elektromagnetische Wechselwirkung Impuls und Energie übertragen werden.

Die Art der Wechselwirkung ist von der Teilchenenergie abhängig. Für Myonen ist der Energieverlust durch Kernprozesse vernachlässigbar. Bei niederen Energien sind Bremsstrahlung und direkte Paarerzeugung ebenfalls von untergeordneter Bedeutung. Der Anteil dieser Strahlungsprozesse nimmt jedoch mit wachsender Energie zu, bis bei der kritischen Energie E_{krit} Ionisations– und Strahlungsverluste gleich groß sind. Diese Energie beträgt in TMS $E_{krit} \approx 800\ GeV$ [Unger 93].

Myonen verlieren daher ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisation. Bei besonders großen Energieüberträgen haben die freigesetzten Elektronen eine so große kinetische Energie, daß sie ihrerseits zu ionisierenden Teilchen werden, die eine Sekundärionisation bewirken. Diese Elektronen werden als δ–Elektronen bezeichnet.

2.1.1 Energieverlust durch Ionisation

Der Energieverlust von schweren geladenen Teilchen wurde von BETHE und BLOCH unter der Voraussetzung einer großen Geschwindigkeit der Projektilteilchen berechnet [Bethe 30]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 z^2 \rho N_A Z}{m_e v^2 A}\left[\ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 \epsilon_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\epsilon_{max}}{E}\right)^2 - \delta\right] \quad . \tag{2.1}$$

Hierbei sind $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}\ \frac{1}{mol}$ die Avogadrokonstante, e und m_e die Ladung und die Ruhemasse des Elektrons, ze und $v = \beta c$ die Ladung und die Geschwindigkeit des Teilchens sowie ρ, Z, A und I die Massendichte, Ladungszahl, Molmasse und das mittlere Ionisationspotential des Mediums. Bei einer chemischen Verbindung werden für I und $\frac{Z}{A}$ mittlere Werte verwendet, diese sind für TMS [Bolz 91]:

$$\langle I \rangle = 69.8\ eV \qquad \text{und} \qquad \left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle = \frac{50}{88.21} \quad . \tag{2.2}$$

ϵ_{max} ist der kinematisch maximal mögliche Energieübertrag bei einem Stoß

$$\epsilon_{max} = \frac{2m_e\gamma^2\beta^2}{\left(\frac{m_e}{M}\right)^2 + 2\gamma\frac{m_e}{M} + 1} \quad , \tag{2.3}$$

dabei sind M die Masse des Projektils und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ dessen Lorentzfaktor. Der Term $\frac{1}{4}\left(\frac{\epsilon_{max}}{E}\right)^2$ berücksichtigt den Spin $\frac{1}{2}$ des ionisierenden Teilchens. Die Dichtekorrektur δ berücksichtigt den von FERMI [Fermi 40] berechneten Effekt der Abschwächung des elektrischen Feldes durch die Polarisation des Mediums.

Der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ hängt nicht von der Masse M des ionisierenden Teilchens, sondern für alle Teilchen von deren Geschwindigkeit $v = \beta c$ ab. Als Funktion von β fällt $\frac{dE}{dx}$ zunächst bei kleinen β wie $\frac{1}{\beta^2}$ ab, durchläuft dann ein Minimum bei $\beta\gamma = \frac{p}{mc} \approx 4$, um schließlich bei relativistischen Teilchenenergien wieder anzusteigen. Dieser relativistische Anstieg beträgt für Myonen in TMS etwa 4% [Unger 93]. Teilchen mit $\beta\gamma \approx 4$ werden als **minimal ionisierend** bezeichnet.

2.1.2 Verteilung des Energieverlustes

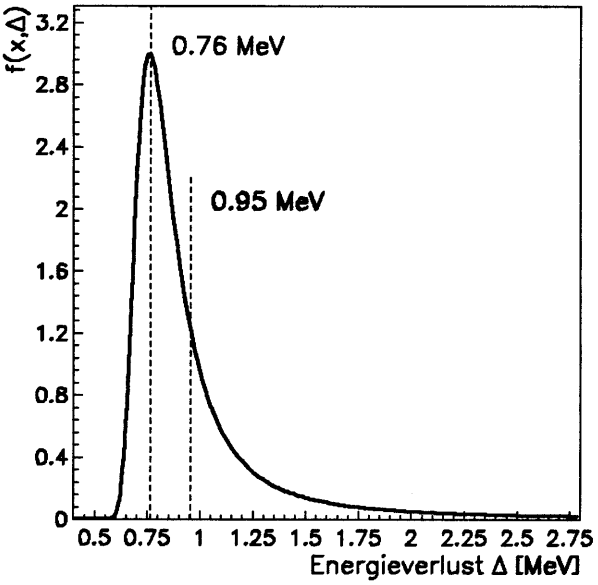

Abbildung 2.1: Verteilung des Energieverlustes durch Ionisation nach Landau für Myonen der Energie 2 GeV in 0.7 cm TMS.

Gleichung 2.1 gibt den mittleren Energieverlust eines Teilchens an. Die Verteilung des Energieverlustes nimmt für dünne Schichten jedoch nicht die Form einer Normalverteilung an. Beim Durchgang durch Materie unterliegen sowohl die Zahl der Stöße als auch der bei einem einzelnen Stoß vermittelte Energieübertrag statistischen Schwankungen. Dies führt zu Fluktuationen des Energieverlustes Δ, der sich aus der Gesamtheit dieser Stöße ergibt. Die Verteilung des Energieverlustes $f(x, \Delta)$ wurde von LANDAU [Landau 44] und STERNHEIMER [Sternh 52] für eine bestimmte Materialdicke x erstmals berechnet. Dabei wurde angenommen, daß der Energieverlust eines Teilchens klein gegen seine Gesamtenergie ist und folgende Ungleichung gilt: $E_B \ll \xi \ll \epsilon_{max}$.

$$\xi = \frac{2\pi e^4 z^2 x \rho N_A Z}{m_e v^2 A} \tag{2.4}$$

ist ein Maß für den mittleren Energieverlust auf der Strecke x.

Als Beispiel zeigt Abbildung 2.1 eine solche Verteilung für Myonen der Energie 2 GeV in 0.7 cm TMS. Diese Verteilung ist asymmetrisch mit einem Ausläufer zu hohen Werten, der durch Stöße bei kleinem Stoßparameter mit hohem Energieübertrag (δ–Elektronen) verursacht wird. Der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes beträgt 0.76 MeV, sein Mittelwert 0.95 MeV. Der Mittelwert ist durch die Bethe–Bloch–Formel (Gleichung 2.1) gegeben.

Für den wahrscheinlichsten Wert gilt [Maccabee 69]:

$$\Delta_{mp} = \xi \left[\ln \left(\frac{\xi 2 m_e \gamma^2 v^2}{I^2} \right) - \beta^2 + 0.198 - \delta \right] \quad . \tag{2.5}$$

2.2 Flüssigkeitsionisationskammern

Nach einer allgemeinen Einführung in die Funktionsweise einer Ionisationskammer werden die für das KASCADE–Experiment verwendeten Kammern beschrieben.

2.2.1 Funktionsweise

Ionisationskammerprinzip

Eine Ionisationskammer stellt im Prinzip einen Plattenkondensator dar, der mit einem Dielektrikum gefüllt ist und an den Hochspannung angelegt wird. Die im Dielektrikum freigesetzten Ladungsträger wandern im elektrischen Feld des Kondensators zu den Elektroden. Hierdurch wird im Kondensatorkreis ein zu ihrer Anzahl und Driftgeschwindigkeit proportionaler Verschiebungsstrom influenziert.

Die Zahl der freigesetzten Ladungsträger ist proportional der deponierten Energie. Die im Mittel zur Erzeugung eines Elektron–Ion–Paares benötigte Energie bezeichnet man als W–Wert. Nicht jeder Stoß eines ionisierenden Teilchens mit einem Atom des Ionisationsmediums führt zur Ionisation, die Energie kann beispielsweise auch zur Anhebung des Atoms bzw. Moleküls in angeregte Zustände dienen, weshalb der W–Wert immer größer als die Ionisierungsenergie ist. In gasförmigen TMS ist der W–Wert 23.6 eV [Lopes 87], die Ionisierungsenergie hingegen beträgt nur 9.8 eV [Jonas 76]. Aus dem Verhältnis der deponierten Energie zum W–Wert erhält man die Zahl der freigesetzten Elektron–Ion–Paare

$$N_{e^-}^0 = \frac{E_{dep}}{W} \quad . \tag{2.6}$$

Entscheidend für die Verwendbarkeit eines Mediums in einer Ionisationskammer für schnelle Koinzidenzexperimente ist eine hohe Beweglichkeit der freien Elektronen. Diese Bedingung wird von unpolaren Flüssigkeiten wie TMS, LAr, LXe oder Methan erfüllt. In diesen Medien nehmen die freien Elektronen Zustände ein, die dem Leitungsband in Metallen entsprechen. Die Elektronen können sich frei bewegen, man spricht in diesem Zusammenhang auch von Überschußelektronenleitung. Die Beweglichkeit von Elektronen in TMS beträgt für Feldstärken unter 20 $\frac{kV}{cm}$: $\mu_{e^-} = 98 \frac{cm^2}{V\,s}$. Die Beweglichkeit der positiven Ionen dagegen ist mit einem Wert von $\mu_{Ion} = 9 \cdot 10^{-4} \frac{cm^2}{V\,s}$ etwa 10^5 mal kleiner als die der Elektronen. Um die Totzeit der Detektoren zu minimieren, beschränkt man sich bei der Messung auf den Elektronenstrom. Die Elektronen tragen aber nur mit einem Teil, der proportional zu ihrem Abstand von der Anode ist, zum Signal bei. Durchdringt das ionisierende Teilchen das Medium vollständig, so legen die driftenden Elektronen im Mittel den halben Elektrodenabstand im Feld zurück, man beobachtet also die halbe freigesetzte Ladung.

Die Driftgeschwindigkeit ist proportional zur angelegten Feldstärke: $v = \mu_{e^-} \cdot \mathcal{E}$. Bei einem Plattenkondensator mit Elektrodenabstand d und angelegter Spannung U gilt für die **maximale Driftzeit**

$$t_d = \frac{d^2}{\mu_{e^-} \cdot U} \quad . \tag{2.7}$$

Primärrekombination

Die durch Ionisation freigesetzten Elektronen wechselwirken mit den Molekülen in ihrer Umgebung und werden in einem bestimmten Abstand von ihrem Mutterion thermalisiert. Entlang der Ionisationsspur eines minimal ionisierenden Teilchens ist die Ionisationsdichte sehr gering, die Abstände zwischen den einzelnen Ionisationsakten sind groß gegenüber den mittleren Thermalisierungsabständen. Der mittlere Ionenabstand beträgt beispielsweise in TMS etwa 2000 Å, der mittlere Thermalisierungsabstand dagegen nur 240 Å [Gettert 88]. Die Elektronen sind daher im wesentlichen dem elektrischen Feld ihres Mutterions ausgesetzt, Wechselwirkungen mit benachbarten Ionen können vernachläßigt werden. Man kann von einzelnen Elektron–Ion–Paaren ausgehen. Neben der Anziehung durch das Coulombfeld ihres Mutterions wirkt auf die Elektronen das angelegte äußere elektrische Feld. Dieser Bewegung ist die thermische Bewegung der Elektronen überlagert. Für einzelne Elektron–Ion–Paare hat ONSAGER eine Entkommwahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem Feld ihres Mutterions in Abhängigkeit vom externen elektrischen Feld berechnet [Onsager 38]. Mit dieser kann die Rekombination für ein minimalionisierendes Teilchen beschrieben werden.

Anstelle dieser Entkommwahrscheinlichkeit gibt man häufig einen dazu proportionalen ***G*–Faktor** an. Er gibt als Funktion des äußeren elektrischen Feldes die Zahl der Elektronen an, die pro 100 eV deponierter Energie durch Ionisation freigesetzt werden und der Primärrekombination entkommen

$$N_{e^-} = \frac{G(\mathcal{E})}{100\ eV} \cdot E_{dep} \quad . \tag{2.8}$$

An gemessene Werte für den G–Faktor für minimal ionisierende Teilchen in TMS aus [Gettert 88], [Jungblut 85] und [Geer 90] wurde eine Funktion zweiter Ordnung zur Beschreibung der Feldstärkenabhängigkeit angepaßt [Knapp 93]:

$$G(\mathcal{E}) = 0.598 + 4.05 \cdot 10^{-2}\ \frac{1}{kV} \cdot \mathcal{E} - 4.97 \cdot 10^{-4}\ \frac{1}{kV^2} \cdot \mathcal{E}^2 \quad . \tag{2.9}$$

Elektronenabsorption durch Verunreinigungen

Trotz einer intensiven Reinigung der Detektoren und der Flüssigkeit enthält das TMS in den Kammern noch Verunreinigungen in Form elektronegativer Moleküle, wie z.B. O_2, CO_2 und H_2O. Diese können die Drift der Elektronen durch reversible Reaktionen behindern (z.B. durch $CO_2 + e^- \rightleftharpoons CO_2^-$) oder die Elektronen einfangen (z.B. durch $O_2 + e^- \rightarrow O_2^-$). Aufgrund ihrer geringen Driftgeschwindigkeit tragen die so gebildeten negativen Ionen nicht mehr zum gemessenen Signal bei, und die Zahl der Ladungsträger nimmt exponentiell mit der Zeit ab

$$N_{e^-}(t) = N_{e^-} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad . \tag{2.10}$$

Dabei ist τ die mittlere **Lebensdauer** der freien Elektronen.

Da Sauerstoff wegen seiner großen Elektronegativität einen wesentlichen Einfluß auf die Lebensdauer hat, wird die Verunreinigung oft in O_2–Äquivalenten angegeben. Zwischen Lebensdauer und Sauerstoffkonzentration gilt die Beziehung

$$n_{O_2} = \frac{225\ ppb}{\tau\ \frac{1}{\mu s}} \quad . \tag{2.11}$$

Nachweisbare Ladung

Unter Berücksichtigung der erwähnten Effekte erhält man für die Zahl der freien Ladungsträger als Funktion der Zeit

$$N(t) = N_{e^-}^0 \cdot G(\mathcal{E}) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad . \tag{2.12}$$

Der exponentielle Term gibt die Abnahme infolge Verunreinigungen wieder. Das zeitliche Verhalten wird durch den Term $\left(1 - \frac{t}{t_d}\right)$ beschrieben. Für die **nachweisbare Ladung** ergibt sich als Integral über den Detektorstrom

$$Q = \int_{t=0}^{t_d} \frac{N(t)}{t_d}\, dt = 2d\, \frac{dE}{dx} \cdot \frac{G(\mathcal{E})}{100\ eV} \cdot f(t_d, \tau) \quad . \tag{2.13}$$

Diese Ladung ist proportional der deponierten Energie $2d\,\frac{dE}{dx}$, dem G–Faktor und der **Ladungssammlungsfunktion**

$$f(t_d, \tau) = \frac{\tau}{t_d}\left(1 - \frac{\tau}{t_d}\left(1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}}\right)\right) \quad . \tag{2.14}$$

Letztere beschreibt die Reinheit der Ionisationsflüssigkeit mit Hilfe der Lebensdauer τ der freien Elektronen. Diese Funktion ist in Abbildung 2.2 in Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\tau}{t_d}$ aufgetragen. Sie ist normiert auf die maximale Ladung Q_0 für $\tau = \infty$. Für eine gute Ladungsausbeute sollte $\frac{\tau}{t_d} > 2$ sein.

Die nachweisbare Ladung ist in Abbildung 2.3 für verschiedene Werte der Lebensdauer und des Elektrodenabstandes in Abhängigkeit von der Hochspannung dargestellt. Bei der Prüfung der KASCADE–Ionisationskammern sind die Kammerdicke und die Lebensdauer a priori Unbekannte und müssen im Test aus der Hochspannungskurve bestimmt werden. Dem Schaubild entnimmt man, daß für geringe Spannungen ($U < 2\ kV$) der Verlauf der Kurven durch die Lebensdauer bestimmt wird, und der Elektrodenabstand die Steigung der Tangenten an die Kurven für höhere Spannungen ($U > 5\ kV$) beeinflußt.

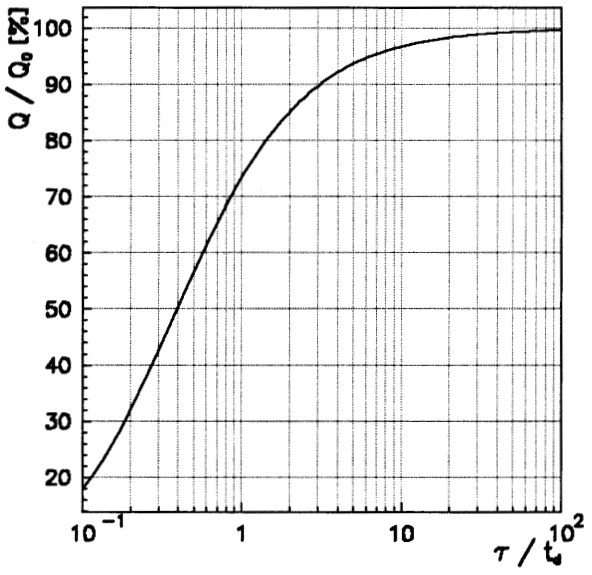

Abbildung 2.2: Nachweisbare Ladung als Funktion von Lebensdauer τ und maximaler Driftzeit t_d.

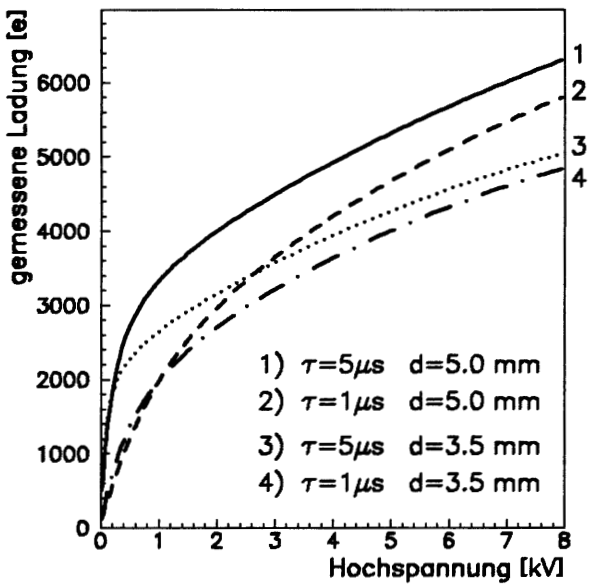

Abbildung 2.3: Prinzipieller Verlauf einer Hochspannungskurve für verschiedene Werte der Lebensdauer τ und des Elektrodenabstandes d.

2.2.2 TMS–Ionisationskammern

Mechanischer Aufbau

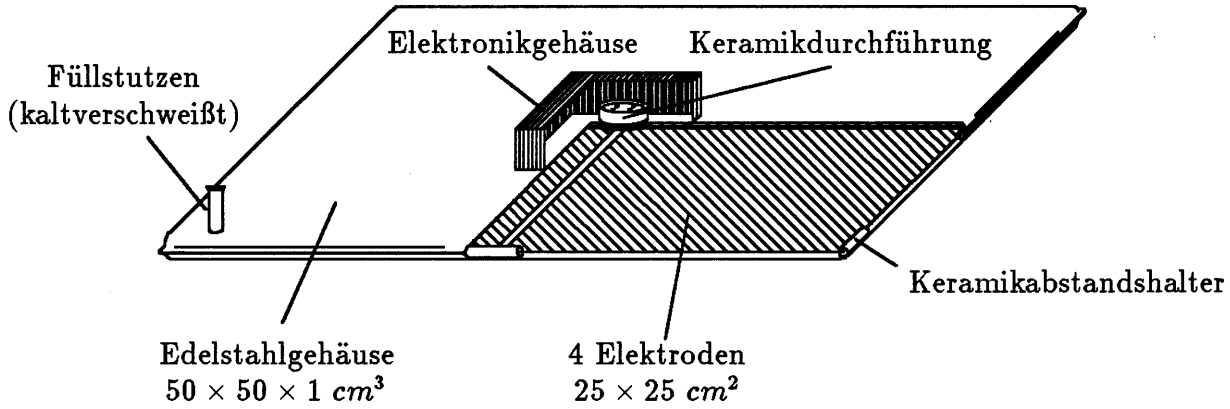

Abbildung 2.4: Aufbau einer TMS–Ionisationskammer.

Der Aufbau der verwendeten Ionisationskammern ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Eine Kammer besteht aus zwei tiefgezogenen Halbschalen aus 1 *mm* dickem Edelstahl mit einer Kantenlänge von 50 *cm*. Mittig zwischen diesen Halbschalen befinden sich vier ebenfalls 1 *mm* dicke quadratische Elektrodenbleche, die mit Keramikabstandshaltern (Al_2O_3) gegeneinander und gegen das Gehäuse isoliert gehalten werden. Nach der Montage werden die beiden Halbschalen zusammengeschweißt und ergeben so eine Kammer mit 10 *mm* Dicke. In den Deckel der Kammern ist ein Füllrohr aus Nickel eingeschweißt. Dieses wird nach dem Befüllen der Kammer mit etwa 1.75 *l* flüssigem TMS durch Abquetschen mit einer hydraulischen Vorrichtung kaltverschweißt. Auf der Oberseite, in der Mitte der Kammer, befindet sich eine keramische Signaldurchführung. Ein direkt auf der Kammer montiertes Elektronikgehäuse dient zur Aufnahme der Hochspannungszuführung und der Vorverstärker für die vier elektronischen Kanäle.

Reinigung

Die Komponenten der Kammern werden vor der Montage in einem alkalischen Bad mit Ultraschall behandelt. Anschließend werden sie mit entmineralisiertem Wasser gereinigt. Danach werden sie in einem weiteren Ultraschallbad mit Reinstwasser mit einer Leitfähigkeit $L < 0.055\ \frac{\mu S}{cm}$ unter Druck gespült und bei 150 $°C$ getrocknet. Die Montage der Detektoren erfolgt in einer Reinbank der Güteklasse A 100. Unmittelbar vor dem Befüllen mit TMS werden die fertig montierten und verschweißten Kammern einer Plasmareinigung mittels Glimmentladung unterzogen. Dabei werden letzte Verunreinigungen von den Oberflächen der Detektoren bis auf weniger als 1/100 einer Monolage abgetragen [Moucka 91].

Das mit einer Reinheit von 99.9% bezogene TMS ist herstellungsbedingt mit Chlorderivaten und Luft kontaminiert. Es wird in einer Vakuumdestillationsanlage [Engler 84] in mehreren Schritten über Molekularsiebe gereinigt. Die Reinheit der Flüssigkeit beim Abfüllen entspricht im allgemeinen wenigen *ppb* Sauerstoffäquivalent und Lebensdauern der Elektronen von mehr als 30 μs.

3

Der Detektorprüfstand

Zur Überprüfung der Ionisationskammern und zur Bestimmung der Lebensdauer der freien Elektronen wurde ein Prüfstand entwickelt, der es erlaubt, die Kammern mit Myonen der Höhenstrahlung zu testen (siehe auch [Gastrop 93a]).

Beim Test werden bei verschiedenen Hochspannungen Pulshöhenverteilungen für Myonen aufgenommen und durch Messung der jeweils nachweisbaren Ladung die Lebensdauer der Elektronen berechnet.

Der Ablauf eines Prüfzyklus wurde vollständig automatisiert, damit der Aufwand zur Prüfung von 10 000 Kammern möglichst gering gehalten werden kann. Um den Durchsatz der Anordnung an die Produktionsrate der Detektoren anzupassen, können gleichzeitig bis zu 32 Kammern gemessen werden.

3.1 Aufbau des Prüfstandes

Der Aufbau des Prüfstandes ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Zu beiden Seiten der Anordnung befindet sich je ein Schrank aus Stahlblech zur Aufnahme von 32 zu prüfenden Ionisationskammern.

Die Anordnung wird oben und unten durch je eine Triggerebene aus Plastikszintillatoren begrenzt. Über den unteren Zählern befindet sich jeweils ein 16 *cm* dicker Bleiabsorber zur Unterdrückung von Triggern durch die elektromagnetische und die hadronische Komponente der Höhenstrahlung. Die Anlage ist 308 *cm* breit, 259 *cm* hoch und 150 *cm* tief.

Die Kammern lagern auf ebenen Holzplatten. Auf diesen sind Führungsschienen angebracht, die eine exakte Positionierung der Detektoren in der Anordnung gewährleisten. Zur Erleichterung der Montage sind die Holzplatten auf Teleskopauszugschienen montiert. Die gesamte Elektronik des Experimentes ist zentral in zwei weiteren Schränken untergebracht und ist in Anhang A beschrieben.

Ein in Anhang B beschriebenes Datennahmeprogramm gewährleistet eine vollautomatische Durchführung der Messungen. Es erlaubt unabhängige, parallele, frei programmierbare Meßzyklen für alle 32 Ionisationskammern.

Die Triggerebenen

Als Triggerzähler werden 16 Plastikszintillatoren des Typs NE 102 verwendet, die Platten haben die Abmessungen $60 \times 25 \times 2\ cm^3$. An einer Schmalseite sind die Szintillationszähler

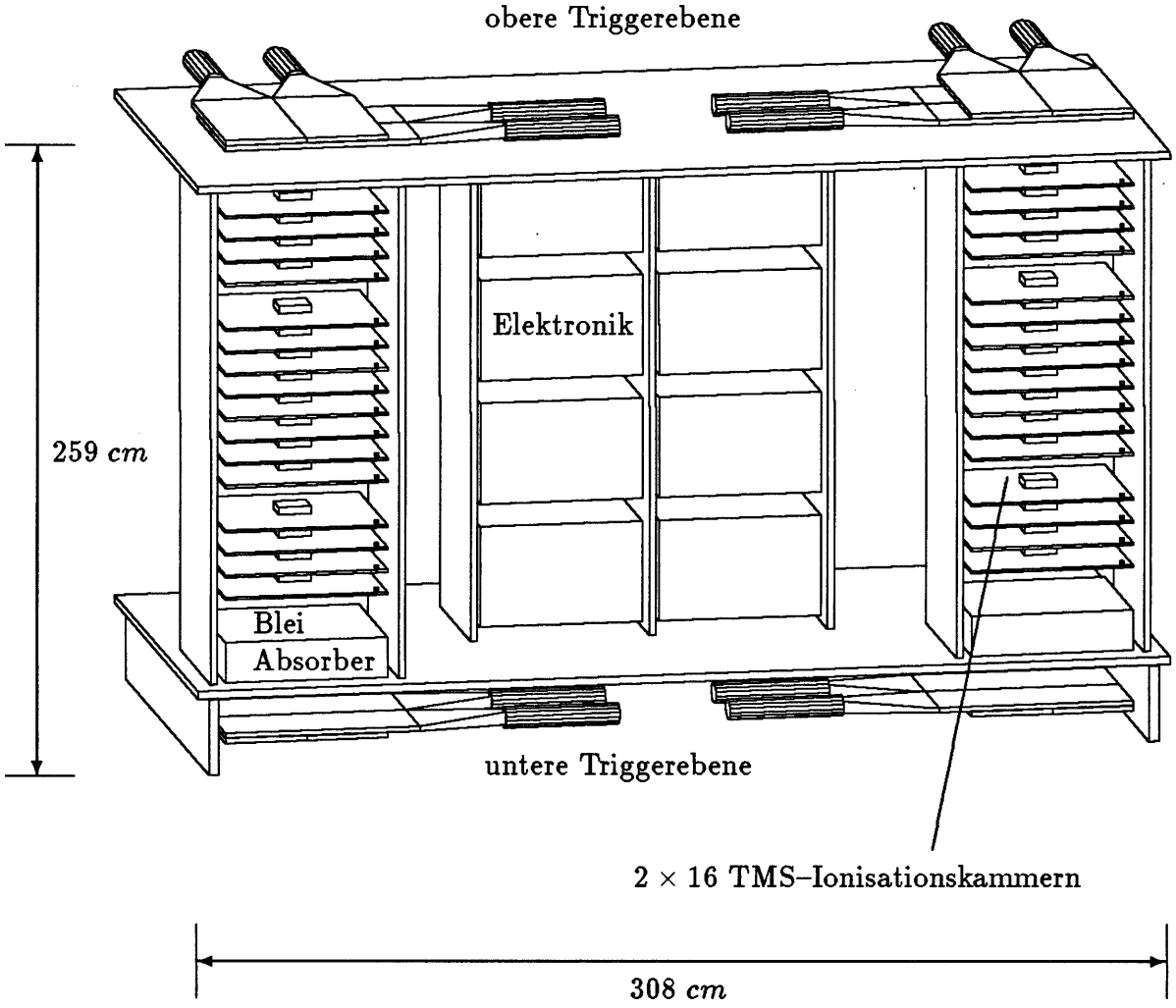

Abbildung 3.1: Aufbau des Detektorprüfstandes.

über Plexiglaslichtleiter an Photomultiplier angekoppelt, wie in Abbildung 3.2 angedeutet.

Jeweils vier Zähler sind zu einer Einheit zusammengefaßt, bei der die Detektoren paarweise, rechtwinklig gekreuzt angeordnet sind. Wie in Abbildung 3.2 skizziert, sind zwei solcher Einheiten übereinander im Abstand von 235 *cm* montiert. Die beiden Triggerebenen sind so justiert, daß die Kreuzungsflächen zweier Szintillatoren — z.B. in Abbildung 3.2 schraffiert — genau die Kanäle der zwischen ihnen angeordneten Ionisationskammern überdecken.

Die Triggerlogik wird im folgenden an einem Beispiel für den rechten Turm erläutert. Der Trigger akzeptiert Teilchen, die die Anordnung im Bereich eines Kanales senkrecht durchqueren. Ein gültiges Ereignis wird durch das koinzidente Ansprechen von vier Zählern — im Beispiel Nr. 9, 12, 14 und 15 — selektiert. Die vier restlichen Zähler — im Beispiel Nr. 10, 11, 13 und 16 — dürfen nicht angesprochen haben. Das Veto dient zur Unterdrückung von Luftschauern und der hadronischen Komponente der Höhenstrahlung bei denen meist mehrere Teilchen gleichzeitig die Triggerzähler durchdringen. Beim Durchgang durch die über der Anordnung befindlichen Gebäudedecken und den Bleiabsorber wechselwirken einfallende Hadronen mit der Materie und induzieren Teilchenschauer, die zu einem Veto führen.

Dieses Prinzip gestattet die Selektion einzelner Myonen und erlaubt ihre eindeutige Zuordnung zu den durchdrungenen Kanälen der Ionisationskammern.

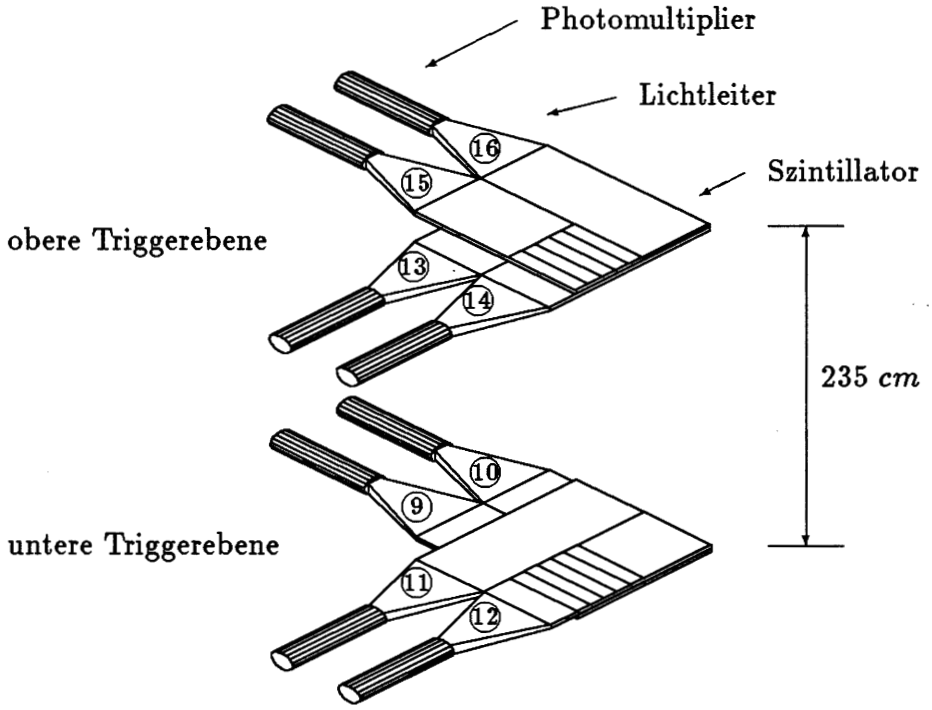

Abbildung 3.2: Anordnung der Triggerzähler des rechten Turmes.

3.2 Messungen mit dem Myontrigger

3.2.1 Einstellung der Triggerzähler

Die Nachweiswahrscheinlichkeit aller 16 Triggerzähler wurde mit einem Hodoskop eingestellt (siehe dazu Abbildung 3.3). Zwischen den beiden Szintillatorebenen des Hodoskopes befand sich ein Bleiabsorber, damit mit hoher Wahrscheinlichkeit nur Myonen detektiert wurden. Da der zum Auslesen der Photomultiplier verwendete Diskriminator nur eine einheitliche Schwelle für alle 16 Kanäle besitzt, wurde die Hochspannung für jeden der Photomultiplier individuell angepaßt. Die Hochspannung wird durch die Nebenbedingung begrenzt, daß die freilaufende Rate eines einzelnen Zählers kleiner als 200 s^{-1} sein soll. Diese Rate entspricht ungefähr dem Myonenfluß durch die Fläche eines Szintillationszählers. Die so erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen ist bei allen Zählern größer als 98%.

Zur Eichung der Diskriminatorschwelle in Energie wurde ein Pulshöhenspektrum für Myo-

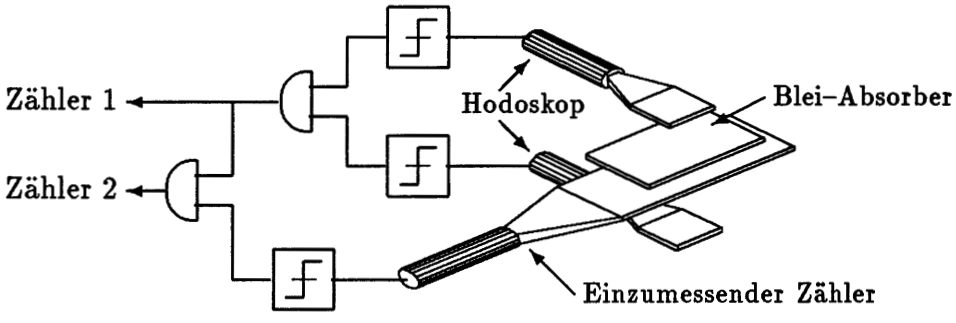

Abbildung 3.3: Aufbau zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Triggerzählers.

nen aufgenommen. Als Trigger diente das beschriebene Hodoskop. Das gemessene Spektrum wurde mit einem simulierten[1] Spektrum verglichen, der wahrscheinlichste Wert und die Punkte auf halber Höhe wurden zur Deckung gebracht. Die eingestellte Diskriminatorschwelle entspricht einer Energie von 1.22 MeV. Abbildung 3.4 zeigt das gemessene Pulshöhenspektrum für einen Triggerzähler zusammen mit der Triggerschwelle.

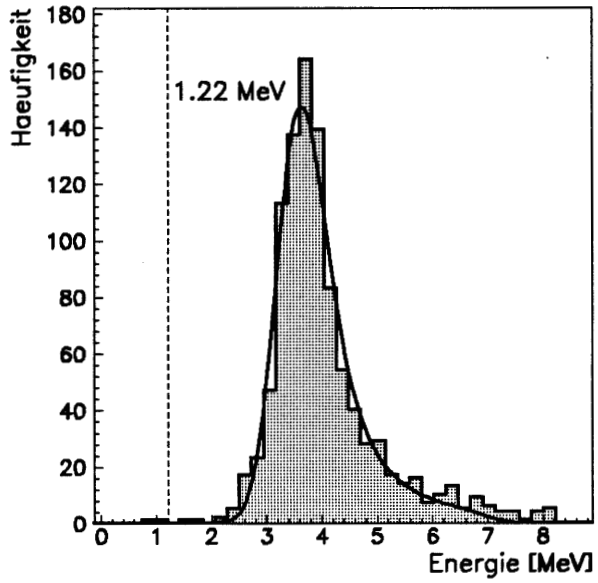

Abbildung 3.4: Gemessenes Pulshöhenspektrum eines Triggerzählers für Myonen. An die Meßwerte wurde eine Landauverteilung angepaßt, der wahrscheinlichste Wert der Energie beträgt 3.51 MeV. Die eingestellte Triggerschwelle liegt bei 1.22 MeV.

3.2.2 Akzeptanz des Triggers und Triggerraten

Die Eigenschaften des Triggersystems wurden durch Simulationsrechnungen ermittelt. Die Geometrie des Gebäudes, in dem sich der Detektorprüfstand befindet, ist dabei berücksichtigt. Die über der Anlage befindlichen drei Decken wurden als Betonabsorber von je 32 cm Dicke angenähert. Zwischen den beiden Triggerebenen befindet sich ein 16 cm dicker Absorber aus Blei. Die gesamte Absorbertiefe entspricht 3.3 hadronischen Wechselwirkungslängen oder 37.5 Strahlungslängen.

Zur Bestimmung der **Richtungsempfindlichkeit** wurde die Triggerakzeptanz für Myonen der Energie[2] 1.5 GeV unter verschiedenen Zenitwinkeln ermittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Durch Wechselwirkung der Myonen mit dem Absorber entstehen δ–Elektronen, die die Absorber zum Teil verlassen können und so das Veto des Triggers ansprechen lassen. Dies führt zu einer maximalen Akzeptanz bei 0° von 36%. Mit größer werdendem Zenitwinkel nimmt die Ansprechwahrscheinlichkeit stark ab. Unter einem Zenitwinkel von 10° lösen nur noch 0.5% der einfallenden Teilchen einen gültigen Trigger aus.

In Abbildung 3.5 ist ebenfalls die gewichtete Winkelakzeptanz eingezeichnet, bei der der Raumwinkel und der richtungsabhängige Fluß berücksichtigt sind. Die meisten Myonen werden unter einem Winkel von 3.5° nachgewiesen. 90% der Teilchen, die einen gültigen Trigger auslösen, fallen unter einem Zenitwinkel kleiner als 7° ein.

Die Triggerakzeptanz für Myonen, Hadronen und Elektronen wurde in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen bestimmt und ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Dabei wurde über den Zenitwinkelbereich von $0° - 7°$ unter Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit der Teilchenflüsse

[1] Alle Detektorsimulationen in dieser Arbeit wurden mit dem Programm GEANT [Brun 92] durchgeführt.
[2] Wie unten gezeigt wird, besitzt der größte Teil der getriggerten Myonen Energien um 1.5 GeV.

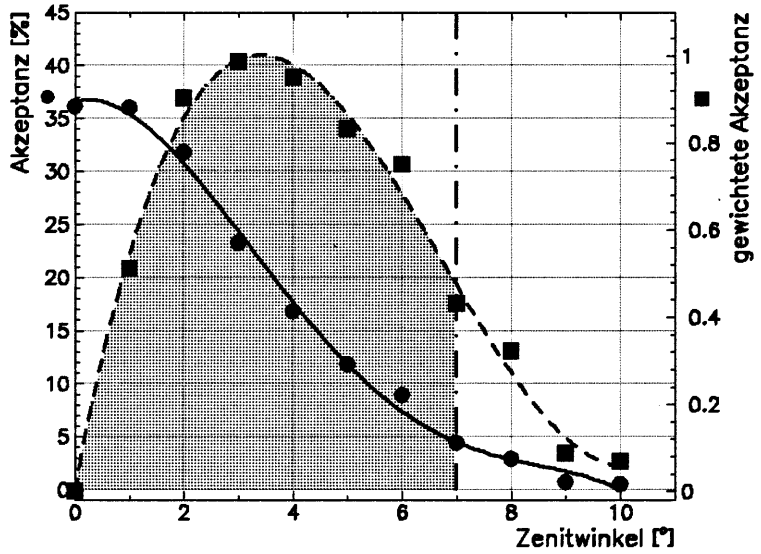

Abbildung 3.5: Zenitwinkelabhängigkeit der Triggerakzeptanz für Myonen der Energie 1.5 *GeV* (●). Diese Wahrscheinlichkeit wird mit dem Raumwinkel und der Intensitätsverteilung der Myonen gewichtet (■).

gemittelt. Myonen mit Energien von weniger als 0.8 *GeV* werden in den Betondecken oder im Bleiabsorber gestoppt und können keinen gültigen Trigger auslösen. Oberhalb dieser Schwelle steigt die Akzeptanz mit zunehmender Energie, bis sie bei 5 *GeV* einen konstanten Wert von 17.3% erreicht. Niederenergetische Myonen triggern nur mit geringer Wahrscheinlichkeit, da sie durch Vielfachstreuung in den Absorbern stark abgelenkt werden. Der Einfluß der Vielfachstreuung nimmt mit zunehmender Energie ab. Das Ansprechen des Vetos führt dazu, daß auch bei hohen Energien nur etwa $\frac{1}{6}$ der einfallenden Myonen zu einem gültigen Ereignis führen.

Hadronen induzieren durch Kernwechselwirkung Schauer, die zum Teil zu einem Ansprechen des Vetos führen. Der wesentliche Teil der Hadronen, die einen Trigger auslösen, sind Protonen, da die durch Neutronen in den Absorbern induzierten Schauer mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Absorbern wieder gestoppt werden. Die Protonen verlieren in den Absorbern einen großen Teil ihrer Energie und werden zum Teil absorbiert. Die minimale Gesamtenergie der nachgewiesenen Hadronen beträgt 1.8 *GeV*. Das Durchdringungsvermögen der Hadronen nimmt mit der Energie zu, wodurch die Triggerakzeptanz ansteigt.

Die meisten Elektronen sind nicht in der Lage die Absorber zu durchdringen. Ein kleiner Anteil mit Energien oberhalb 15 *GeV* kann gültige Trigger auslösen. Aufgrund der zeitintensiven Simulationsrechnungen können für Elektronen nur Obergrenzen der Triggerwahrscheinlichkeit angegeben werden. Die mit der Energie zunehmende Akzeptanz ist bei 100 *GeV* kleiner als 0.3%.

Zur Bestimmung der **differentiellen Triggerraten** wurden die entsprechenden Teilchen unter Berücksichtigung der Energie– und Winkelabhängigkeit[3] simuliert. Es wurden Teilchen mit Zenitwinkeln Θ von 0° bis 30° berücksichtigt und die Intensität der Flüsse gemäß $I \sim \cos^n \Theta$ varriiert, die Werte für n sind in Tabelle 3.1 angegeben. Die differentielle Triggerrate ist das Produkt aus dem über den Zenitwinkel integrierten differentiellen Teilchenfluß $\frac{dI}{dE}(E)$, dem mit dem Teilchenfluß gewichteten Raumwinkel $\Omega' = 2\pi \int_0^{\Theta} \sin\theta \cos^n\theta \, d\theta$, der Fläche eines Kanals F, der Nachweiswahrscheinlichkeit der Triggerzähler p und der Triggerakzeptanz

[3] aus [Allkofer 84]

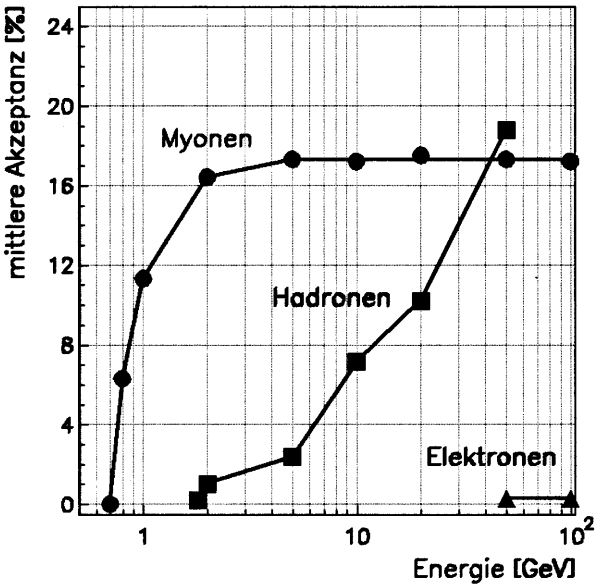

Abbildung 3.6: Mittlere Triggerakzeptanz in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für Myonen, Hadronen und Elektronen über den Zenitwinkelbereich von $0° - 7°$ gemittelt.

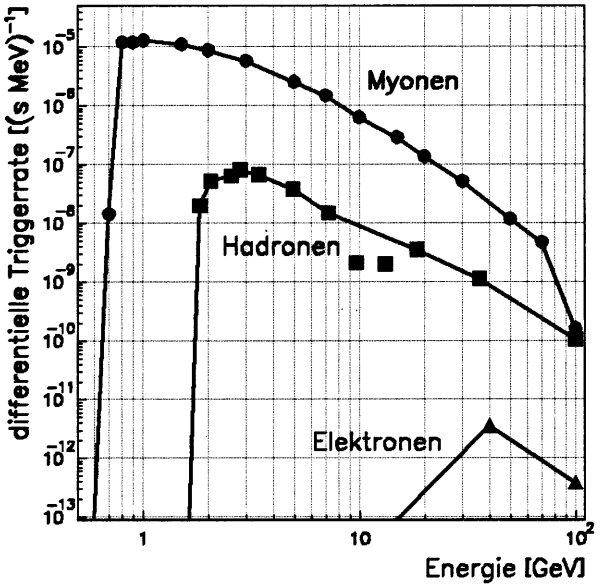

Abbildung 3.7: Differentielle Triggerraten des Detektorprüfstandes für Myonen, Hadronen und Elektronen.

$A(E)$

$$\frac{dR}{dE}(E) = \frac{d\mathcal{I}}{dE}(E) \cdot \Omega' \cdot F \cdot p \cdot A(E) \quad . \tag{3.1}$$

Abbildung 3.7 zeigt, daß die differentiellen Triggerraten für Myonen in allen Energiebereichen deutlich größer als die der anderen Komponenten sind.

Als **integrale Triggerraten** erhält man die in Tabelle 3.1 angegebenen Werte. Für die Gesamttriggerrate erwartet man $\mathcal{R}_{total} = 1/23.71\ s^{-1}$. Dabei werden 99.2% aller Trigger von Myonen und 0.8% von Hadronen ausgelöst. Der Anteil der Elektronen kann vernachläßigt werden. Wie gefordert, werden also vom Trigger im wesentlichen nur Myonen akzeptiert.

Teilchen	n	Triggerschwelle	Triggerrate	Anteil
Myonen	1.85	$0.8\ GeV$	$1/23.90\ s^{-1}$	99.2 %
Hadronen	≈ 7	$1.8\ GeV$	$1/2958\ s^{-1}$	0.8 %
Elektronen	≈ 2	$> 15\ GeV$	$< 1/(1 \cdot 10^6)\ s^{-1}$	$\approx 0\%$

Tabelle 3.1: Integrale Triggerraten des Detektorprüfstandes.

Einzelheiten der Gebäudegeometrie, wie z.B. Eisenträger in den Decken, konnten nicht simuliert werden. Diese würden den Teilchenfluß vermindern, man erwartet also in der Messung eine etwas geringere Rate. Eine weitere Fehlerquelle sind Ungenauigkeiten von einigen % bei den Angaben der Teilchenflüsse. Die gemessene, über $3 \cdot 10^6$ Ereignisse gemittelte, Triggerrate beträgt

$$\mathcal{R}_{mess} = 1/24.35\ s^{-1} \tag{3.2}$$

und ist damit um weniger als 3% kleiner als der berechnete Wert. Diese Abweichung läßt sich durch die oben diskutierten Fehler erklären. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß der Trigger richtig funktioniert und seine Arbeitsweise verstanden ist.

4

Kalibration der Kammern mit dem Detektorprüfstand

Mit den Ionisationskammern sollen im Zentralkalorimeter die Energien der detektierten Teilchen gemessen werden. Hierzu müssen die gemessenen Signale in Energie umgerechnet werden. Die deponierte Energie E berechnet sich nach Gleichung 2.13 aus der gemessenen Ladung Q zu

$$E = Q \frac{100\,eV}{G(\mathcal{E})} \frac{1}{f(t_d, \tau)} \quad . \tag{4.1}$$

Der Ausdruck enthält zwei Parameter, die die Eigenschaften der jeweiligen Ionisationskammer beschreiben. Zum einen die **Dicke** der TMS-Schicht, von der die Feldstärke $\mathcal{E}$ und die maximale Driftzeit t_d abhängen und zum anderen die **Lebensdauer** τ der freien Elektronen.

Es sollen Hadronen mit Energien bis zu 10 TeV nachgewiesen werden. Da es zur Zeit keinen Beschleuniger gibt, der in diesem Energiebereich Teilchen erzeugen kann, die zur Kalibration verwendet werden könnten, müssen die Kammern absolut kalibrierbar sein, d.h. ein eingekoppelter Testpuls muß in Energie umzurechnen sein.

Die beiden Parameter Dicke und Lebensdauer werden für jede der 10 000 Ionisationskammern explizit bestimmt. Die Ermittlung dieser Kalibrationskonstanten ist Ziel dieser Arbeit, sie wird als absolute physikalische Kalibration bezeichnet und im folgenden behandelt.

In diesem Kapitel werden zunächst die Methode zur Bestimmung der Kammerdicke (Abschnitt 4.1) und daran anschließend das Verfahren zur Lebensdauermessung diskutiert. Zur Bestimmung der Lebensdauer wird die Ladungsausbeute einer Kammer bei verschiedenen Hochspannungen gemessen. Dazu wird zunächst die entsprechende Hochspannung an die Kammer angelegt. Nach einer Wartezeit von 30 Minuten, in denen sich das Hochspannungsverhalten der Kammer stabilisiert, wird eine elektronische Kalibration durchgeführt (Abschnitt 4.2). Im Anschluß daran wird eine Pulshöhenverteilung für Myonen aufgenommen (Abschnitt 4.3) und aus dem Verlauf des wahrscheinlichsten Wertes der gemessenen Ladung als Funktion der Hochspannung die Lebensdauer bestimmt (Abschnitt 4.4).

4.1 Bestimmung der Kammerdicke

Die in einer Kammer deponierte Energie ist proportional der Dicke der aktiven Schicht. Es ist daher erforderlich, die Dicke dieser TMS–Schicht genau zu kennen.

Aufgrund ihres mechanischen Aufbaues und unvermeidbarer Verformungen beim Fertigen und Befüllen der Kammern weisen diese eine leichte Welligkeit auf. Die Messung einer einzelnen Dicke mit Hilfe einer Mikrometerschraube reicht zur Bestimmung der exakten mittleren Dicke einer Kammer nicht aus. Die Kammer sollte in einem engen Raster[1] gemessen werden, wie dies für zwei Kammern in Abbildung 4.1 geschehen ist. Eine solche Messung ist jedoch für 10 000 Detektoren zu aufwendig. Im folgenden wird gezeigt, daß die Bestimmung der mittleren Dicke mittels einer Kapazitätsmessung ausreicht.

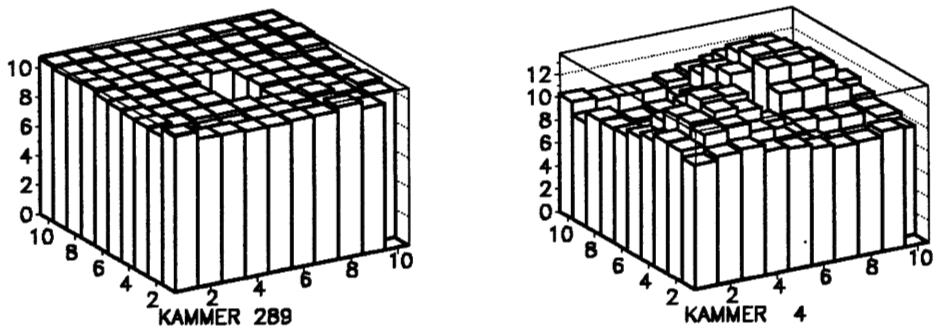

Abbildung 4.1: Gemessene Kammerdicke für eine relativ ebene Kammer (links) und eine unebene Kammer (rechts). Die Kammerdicke in mm wurde im Raster von 10×10 Punkten gemessen. Im Bereich des Elektronikgehäuses und des Füllstutzens konnte die Dicke nicht bestimmt werden.

In guter Näherung kann eine Ionisationskammer als doppelter Plattenkondensator angesehen werden, damit läßt sich eine mittlere Dicke aus der einfachen Messung der Kapazität eines Kanales ableiten. Details hierzu sind in Anhang C zu finden. Für 16 Ionisationskammern wurde die mittlere Kammerdicke mit je 10×10 Meßpunkten im Raster von 5×5 cm bestimmt, der Fehler beträgt etwa 0.02 mm. Die Kapazität läßt sich auf 2 pF genau bestimmen, sie ist in Abbildung 4.2 gegen die mittlere reziproke Kammerdicke aufgetragen. Der, in Anhang C abgeleitete, lineare Zusammenhang wird gut wiedergegeben. Der Achsenabschnitt der berechneten Ausgleichsgeraden $C_0 = (22.65 \pm 0.27)\ pF$ entspricht der Kapazität des Randbereiches der Kammer, für den man einen Wert von 20 pF abschätzt. Für die Steigung erhält man $\mathcal{M} = (2.062 \pm 0.74 \cdot 10^{-4})\ pF\ m$. Eine Abschätzung ergibt $\mathcal{M}' = 2.125\ pF\ m$, die gemessenen Werte stimmen also mit den Abschätzungen überein, und für die mittlere Dicke gilt

$$D = \frac{2\mathcal{M}}{C - C_0} \quad . \tag{4.2}$$

Die Kapazitäten streuen mit $\sigma = 7\ pF$ um die Ausgleichsgerade. Die Abweichungen von der Geraden können als Abweichung der Mittelelektrode von ihrer Idealposition erklärt werden. Eine Abweichung der Kapazität um 7 pF entspricht einer Abweichung der Mittelelektrode von ihrer Idealposition um ungefähr 0.35 mm.

Die Differenz der aus der Kapazitätsmessung erhaltenen und der gemessenen mittleren Dicke ist in Abbildung 4.3 aufgetragen. Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma = 0.078\ mm$, hieraus folgt für den relativen Fehler der Dicke $\frac{\sigma}{D} = 1.1\%$.

Beim Einsatz der Ionisationskammern im Zentralkalorimeter sind diese den normalen Temperaturschwankungen im Jahreslauf ausgesetzt. Das Kalorimeter ist nur durch eine dünne

[1] z.B. 10×10 Punkte im Raster von 5×5 cm

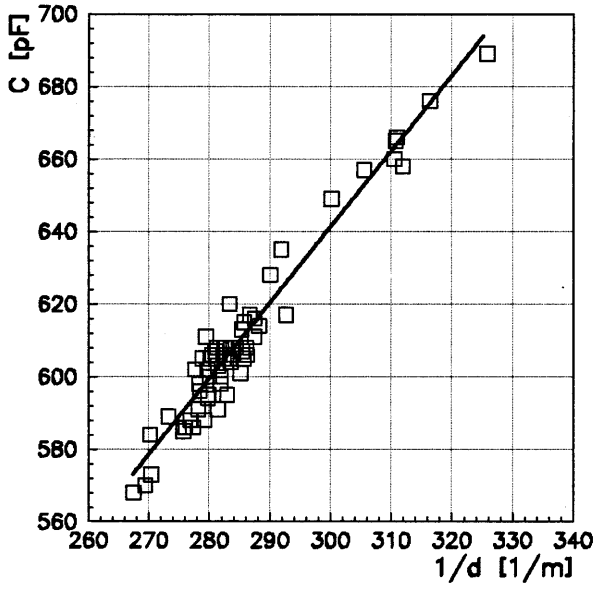

Abbildung 4.2: Gemessene Kapazität über gemessener mittlerer reziproker Dicke für 64 Ionisationskammerkanäle.

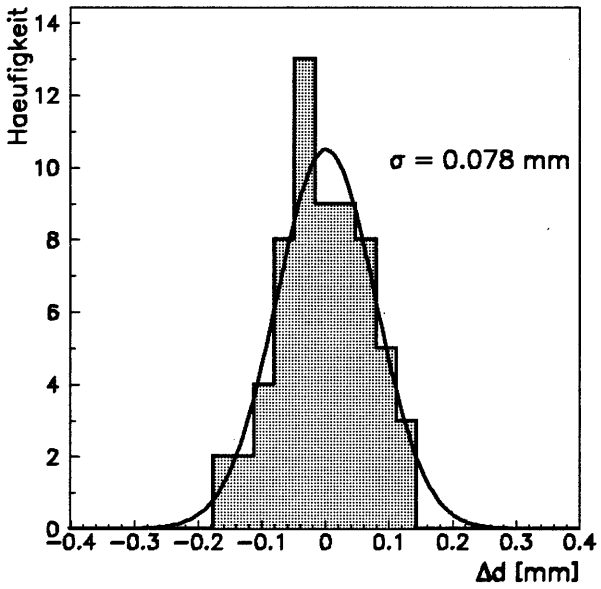

Abbildung 4.3: Abweichung der aus der Kapazität berechneten von der gemessenen mittleren Dicke der TMS-Schicht in einer Ionisationskammer.

Isolierschicht vor direkter Sonneneinstrahlung geschützt. Deshalb wurden die Auswirkungen von Temperaturänderungen auf die Kammern in Form von Wärmeausdehnung und Änderung der relativen Dielektrizitätskonstanten untersucht, wie in Anhang C beschrieben. Für TMS wurde der Volumenausdehnungskoeffizient und die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Temperatur gemessen und mit Literaturwerten verglichen. Im relevanten Temperaturbereich von $0 - 20\ ^{\circ}C$ ändert sich die Dicke der Kammern um 4%.

4.2 Elektronische Kalibration

Zur Kalibration wird auf den Eingang des Vorverstärkers über eine Eichkapazität eine definierte Ladungsmenge eingekoppelt. Im Idealfall sollten die Kalibrationspulse den gleichen zeitlichen Verlauf zeigen, wie die durch Teilchen verursachten Pulse, damit die Pulsformung in den Verstärkern auf Eich– und Detektorsignal den gleichen Einfluß nimmt. Die maximale Driftzeit der freien Elektronen in einer Ionisationskammer beträgt bei einer an der Kammer anliegenden Spannung von 3 kV etwa 420 ns, entsprechend wurde die Länge des eingekoppelten Pulses eingestellt.

Bei der Umrechnung eines Spannungspulses in eingekoppelte Ladung geht die Eichkapazität direkt ein, sie muß deshalb hinreichend gut bekannt sein. Zum eingebauten Kondensator von 12 pF addieren sich Streukapazitäten der Leiterbahnen auf den Vorverstärkern, für die ein Wert von 0.29 pF gemessen wurde.

Zur Kalibration werden Ladungen von 0.56, 1.10, 1.66 und 2.76 fC eingekoppelt. Der Ladungsnullpunkt wird bestimmt, indem ohne Testsignal ausgelesen wird. Durch das elektronische Rauschen im Dielektrikum und in den Verstärkern mißt man eine Normalverteilung der Pulshöhen. Um den statistischen Fehler möglichst gering zu halten, werden bei den oben bezeichneten fünf Meßpunkten jeweils 10 000 Pulse aufgenommen. An die Verteilungen werden Gaußfunktionen angepaßt. Die Steigung der Ausgleichsgeraden durch die Mittelwerte liefert den Konversionsfaktor für die Ladungseichung. Der Achsenabschnitt dieser Geraden wird

zur Kontrolle mit dem gemessenen Ladungsnullpunkt verglichen. Die mittlere Abweichung liegt in der Größenordnung von 0.6%.

Bei der Aufnahme von Hochspannungskurven wird vor jeder Messung bei anliegender Hochspannung eine Kalibration durchgeführt. Bei einem Standard–Meßzyklus werden also fünf Kalibrationen bei fünf unterschiedlichen Hochspannungswerten durchgeführt. Aus diesen Eichungen kann der Mittelwert und die relative Abweichung bestimmt werden. Für 4000 elektronische Kanäle ist die relative Abweichung des Konversionsfaktors K und des Ladungsnullpunktes N in Abbildung 4.4 aufgetragen. Die mittlere Unsicherheit bei der Bestimmung des Konversionsfaktors beträgt 0.31%, der mittlere Fehler des Ladungsnullpunktes beträgt 0.36%. Eine Abhängigkeit der Eichkonstanten von der Hochspannung konnte nicht festgestellt werden.

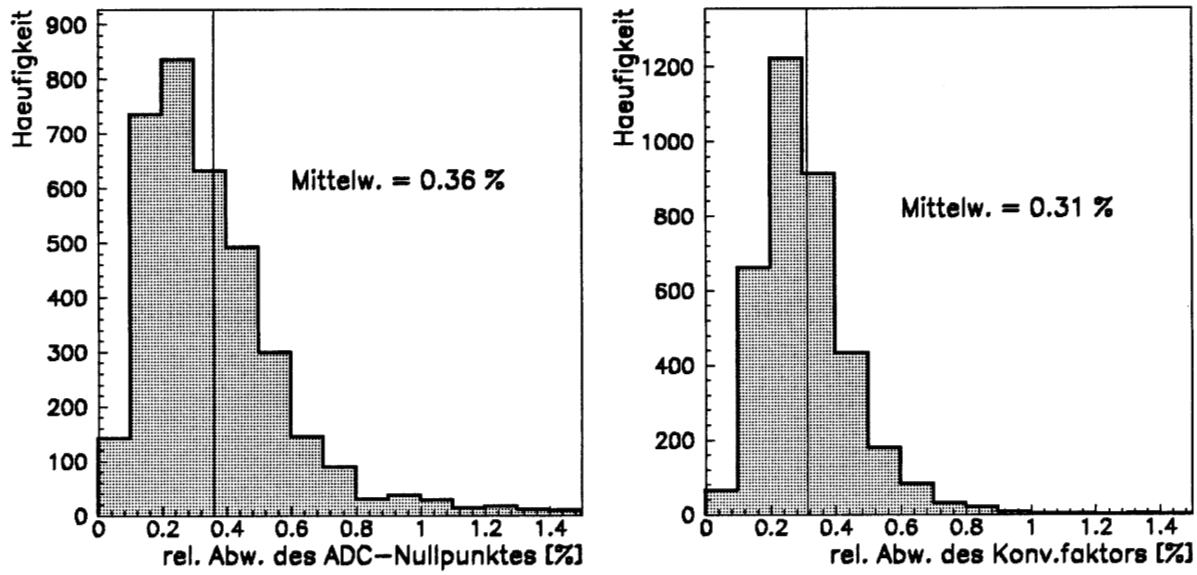

Abbildung 4.4: Relative Abweichung der Kalibrationskonstanten. Für 4000 elektronische Kanäle wurde die mittlere Abweichung aus jeweils fünf Kalibrationen bei unterschiedlichen Hochspannungen bestimmt.

Der Fehler der elektronischen Absoluteichung wird auf 1.5% abgeschätzt. Hierbei sind Ungenauigkeiten der Ausgangsspannung des Pulsgenerators, Asymmetrien bei der Verteilung der Kalibrationspulse auf die 32 Kammern und die Toleranz der Eichkapazität von 1% berücksichtigt.

Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen, gemessen als Breite der Pulshöhenverteilungen, ist leicht von der angelegten Hochspannung abhängig. Der Anstieg läßt sich für Spannungen $U < 6\ kV$ mit einem linearen Ansatz

$$RMS = \left[(1960 \pm 24) + (114.26 \pm 0.07)\ \frac{1}{kV}\ U\right]\ e \tag{4.3}$$

in Einheiten der Elementarladung beschreiben.

Langzeitstabilität

Zur Untersuchung des Langzeitverhaltens der Kalibration wurde über einen Zeitraum von knapp 3 Wochen stündlich eine Kalibration durchgeführt. Über diesen Zeitraum beträgt der Fehler bei der Bestimmung des Konversionsfaktors $\frac{\sigma_K}{K} = 0.41\%$, der Ladungsnullpunkt weicht um $\frac{\sigma_N}{N} = 0.39\%$ von seinem Mittelwert ab. Der Fehler der Kalibration über diesen Zeitraum ist also mit 0.4% nur geringfügig größer als der Fehler einer Einzelkalibration nach Abbildung 4.4, d.h. die elektronischen Komponenten verhalten sich über diesen Zeitraum stabil.

Elektronische Korrekturen

Das Detektorsignal wird über drei parallel geschaltete Koppelkapazitäten[2] von je 3.3 nF dem Vorverstärker zugeführt. Die im Detektor freigesetzte Ladung wird dementsprechend nicht vollständig auf den Vorverstärker gekoppelt (siehe Anhang D.2), und das gemessene Signal muß mit dem Faktor

$$K(U) = 1 + \frac{C_D}{C_K(U)} \tag{4.4}$$

korrigiert werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sich die Kapazität der verwendeten Keramikkondensatoren $C_K(U)$ mit der angelegten Hochspannung verändert (siehe Anhang D.1). Bei typischen Werten für die Detektorkapazität $C_D = 600\ pF$ und die Hochspannung $U = 3\ kV$ beträgt diese Korrektur etwa 7%.

4.3 Gemessene Energiedeposition

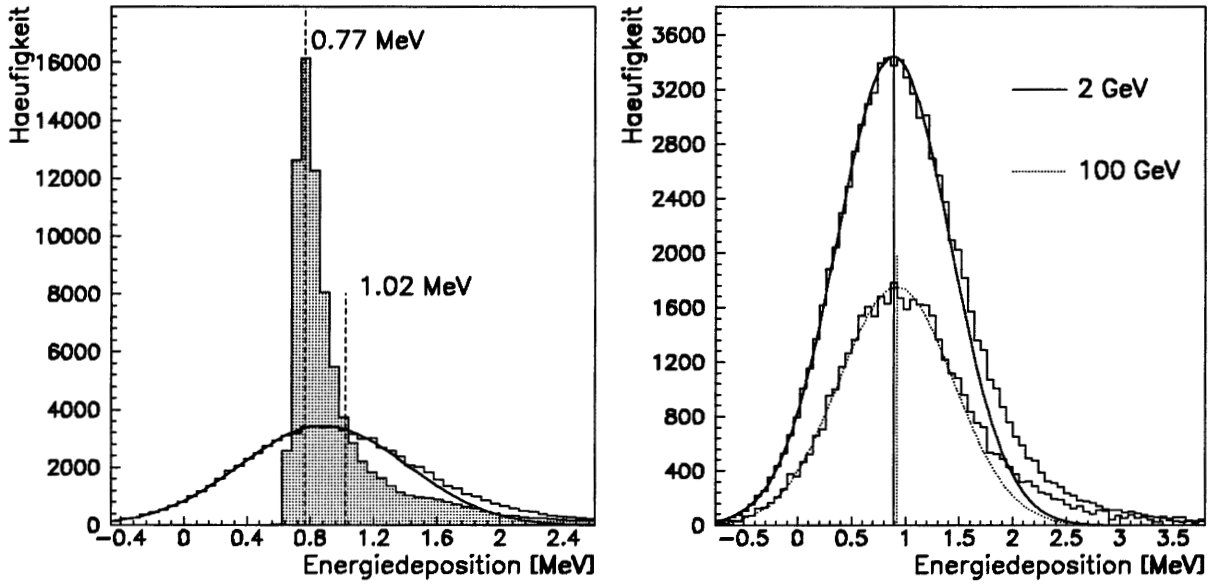

Abbildung 4.5: Simulierte Energiedeposition für Myonen in 0.7 cm TMS. Die erwartete Verteilung nach Landau wird aufgrund des elektronischen Rauschens verbreitert (linkes Bild). Die Energiedepositionen von Myonen der Energie 2 GeV und 100 GeV sind praktisch nicht zu unterscheiden (rechtes Bild).

[2] C_1 in Abbildung A.3, Seite IV.

Die simulierte Verteilung der Energiedeposition für Myonen der Energie 2 GeV in einer Normkammer, also in 0.7 cm TMS, ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Das Spektrum hat eine Form nach Landau, mit einem wahrscheinlichsten Wert von 0.77 MeV und einem Mittelwert von 1.02 MeV. Der RMS–Wert des elektronischen Rauschens entspricht einer Energie von 0.5 MeV. Berücksichtigt man gaußförmiges, elektronisches Rauschen mit dieser Breite, so verbreitern sich die Energiedepositionen und nehmen annähernd die Form einer Normalverteilung an. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß lediglich am hochenergetischen Ausläufer der Verteilung eine leichte Abweichung von der Gaußfunktion festzustellen ist. An die Spektren wird deshalb eine Gaußfunktion angepaßt. Der so berechnete Mittelwert beträgt 0.89 MeV, normiert auf die Dicke ergibt sich ein Wert von $\frac{dE}{dx} = 1.27\ \frac{MeV}{cm}$. Die Kammern werden unter Winkeln zwischen 0° und 7° durchdrungen. Die hierdurch verursachte Variation der Spurlänge beträgt maximal 0.7% und ist damit zu vernachlässigen.

Um die Energieabhängigkeit des Myonsignales zu diskutieren, ist in Abbildung 4.5 zusätzlich die Energiedeposition für Myonen der Energie 100 GeV eingetragen. Ihr Mittelwert beträgt 0.91 MeV, das entspricht einem spezifischen Energieverlust von $\frac{dE}{dx} = 1.31\ \frac{MeV}{cm}$. Die Energiedeposition für Myonen in TMS variiert also über den gesamten Energiebereich nur um etwa 3%, ihr Signal ist damit für eine physikalische Kalibration geeignet.

Als Beispiel sind in Bild 4.6 Häufigkeitsverteilungen für die gemessene Ladung bei vier verschiedenen Spannungen dargestellt. Die Ergebnisse der Anpassung einer Gaußverteilung sind in den Bildern eingetragen. Wie erwartet, zeigt sich in den Meßergebnissen eine Abweichung von der Gaußform nur am hochenergetischen Ende der Verteilung.

Die Ionisationskammern sind für den Einsatz im Hadronkalorimeter ausgelegt. Ein typischer Hadronschauer deponiert im TMS im Mittel ein etwa 10^4 mal größeres Signal als ein Myon.

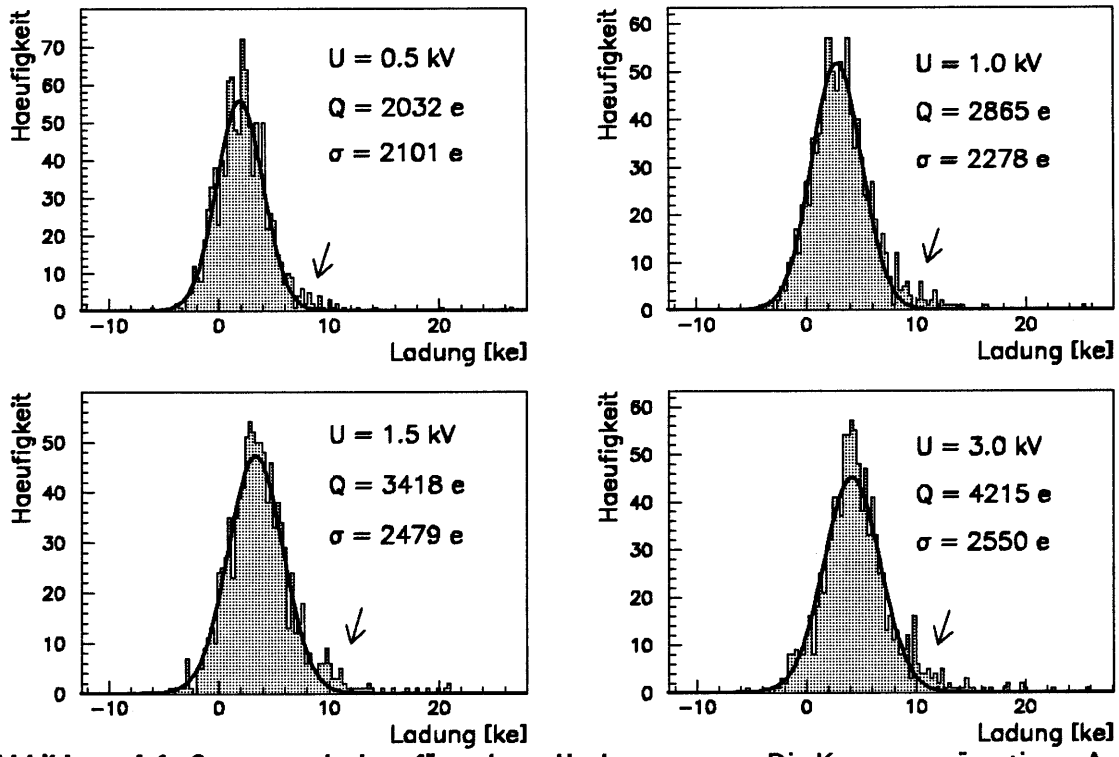

Abbildung 4.6: Gemessene Ladung für mehrere Hochspannungen. Die Kurven repräsentieren Anpassungen einer Gaußfunktion an die Spektren. Die Pfeile deuten jeweils auf eine Abweichung, die eine Verteilung nach Landau erkennen läßt. (Beispiel: Kammer 1274, Kanal 2)

Die Messung von Myonen erfolgt an der unteren Nachweisgrenze der Detektoren, wodurch sich für Myonen ein Signal–zu–Rausch–Verhältnis von knapp über 1 ergibt.

Fehlerabschätzung

Die Energiedeposition wird mit 1000 getriggerten Myonen bestimmt. Ein typischer Wert der Breite ist $\sigma = 2500\ e$. Hieraus ergibt sich der statistische Fehler als der Fehler des Mittelwertes einer Normalverteilung zu $\Delta Q_{Stat} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \approx 80\ e$. Den Fehler infolge der Digitalisierung schätzt man auf 56 e ab. Die Unsicherheit des Konversionsfaktors[3] ergibt einen Fehler von $\approx 13\ e$. Schließlich beträgt die mittlere Schwankung der Ladungsnullpunkte $\approx 42\ e$. Der Gesamtfehler bei der Ladungsbestimmung ergibt sich aus der quadratischen Summe der Einzelfehler zu $\Delta Q_{schätz} \approx 107\ e$.

Zur experimentellen Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Ladungsmessung wurde für 24 Kammern je elf mal die Ladung gemessen und die Streuung der hieraus berechneten Mittelwerte berechnet. Um die Ergebnisse der unterschiedlichen Kammern besser vergleichen zu können, wurde auf den jeweiligen mittleren Absolutwert normiert. Die so berechneten relativen Fehler (nach Gleichung 4.8) sind in Abbildung 4.7 aufgetragen. Die mittlere relative Unsicherheit ergab 4.6%, das ergibt für die absolute Abweichung einen Wert von $\Delta Q_{mess} = 137\ e$. Dieser Wert ist etwas größer als der aus der Fehlerabschätzung erhaltene Fehler.

Die Meßzeit ist durch den geringen Fluß der Myonen vorgegeben. Für 1000 getriggerte Myonen werden ungefähr 8 Stunden benötigt. Mit der Randbedingung, daß eine Messung in zwei Tagen abgeschlossen sein soll, können für eine Hochspannungskurve fünf Hochspannungspunkte gemessen werden.

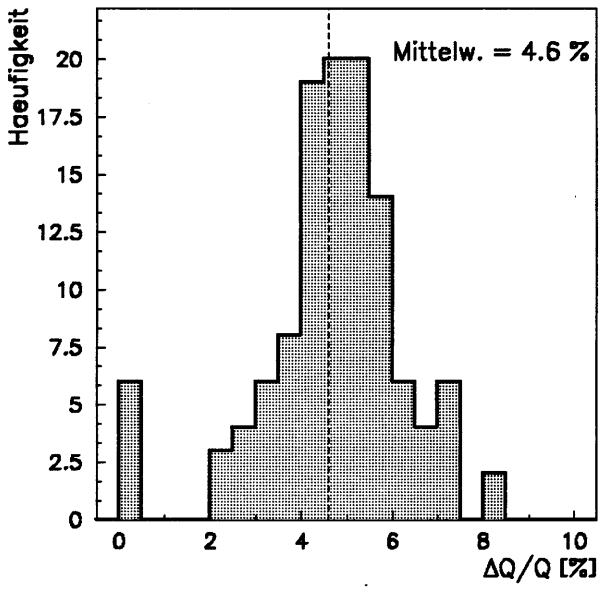

Abbildung 4.7: Mittlere relative Streuung der gemessenen Ladung bei 3000 V, für 24 Kammern in 11 aufeinanderfolgenden Messungen. Die Ladung ist auf 4.6% genau bestimmbar.

4.4 Bestimmung der Lebensdauer

4.4.1 Prinzip

Infolge elektronegativer Verunreinigungen haben die Elektronen eine endliche Lebensdauer, und ein Teil der Ladung geht während der Ladungssammelzeit verloren. Zur Bestimmung der Lebensdauer wird die nachweisbare Ladung in Abhängigkeit von der Hochspannung an einer Kammer gemessen. Die Lebensdauer kann hieraus mit Hilfe von Gleichung 2.13 bestimmt werden.

[3]Nach Bild 4.4 beträgt diese Unsicherheit 0.31%.

Geht man zunächst davon aus, daß die Lebensdauer aus dem Wert der Ladung bei nur einer Hochspannung bestimmt wird, so ergibt sich, wie in Anhang E gezeigt wird, daß der Fehler der gemessenen Lebensdauer von der angelegten Spannung abhängt. Der relative Fehler der Lebensdauer kann bezüglich der Spannung an der Ionisationskammer minimiert werden, man erhält für die optimale Hochspannung

$$\hat{U}(\tau) = \frac{Hd^2}{\mu\tau} \quad \text{mit} \quad H = 0.41436 \quad . \tag{4.5}$$

Diese Spannung ist proportional dem Kehrwert der Lebensdauer, sie beträgt etwa 100 V bei einer Lebensdauer von 5 μs.

Bei der optimalen Spannung gilt für den relativen Fehler der Lebensdauer

$$\frac{\Delta\tau}{\tau}(\hat{U})\ [\%] = \frac{h}{0.6}\ \frac{100\ eV}{2d\frac{dE}{dx}}\ \frac{\Delta Q}{e} \quad \text{mit} \quad h = 704.8 \quad . \tag{4.6}$$

Er beträgt typischerweise ungefähr 20% und ist unabhängig vom Absolutwert der Lebensdauer. Diese Abschätzung gibt einen Anhaltspunkt sowohl für die Wahl der Hochspannungspunkte als auch für den zu erwartenden minimalen Fehler.

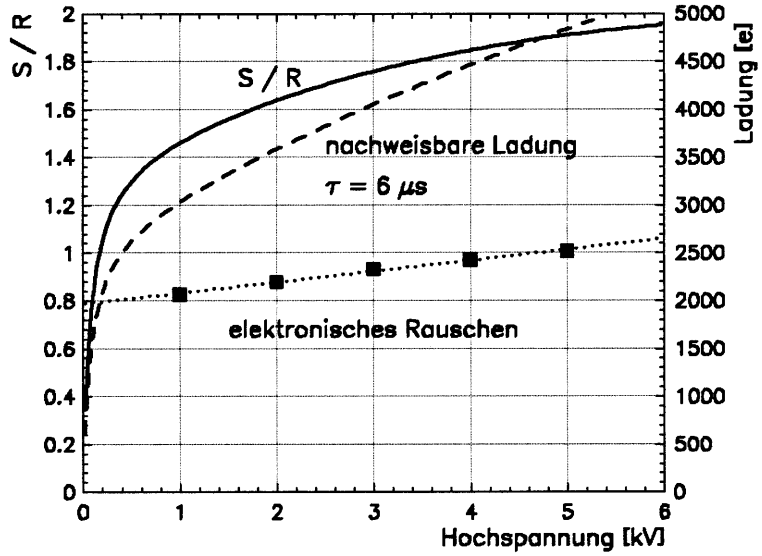

Abbildung 4.8: Signal–zu–Rausch–Verhältnis für Myonen in Abhängigkeit von der Hochspannung. Zusätzlich sind die Ladung für $\tau = 6\mu s$ und das elektronische Rauschen eingezeichnet.

In Abbildung 4.8 sind die nachweisbare Ladung für eine typische Lebensdauer von 6 μs und der Mittelwert des elektronischen Rauschens nach Gleichung 4.3 als Funktion der Hochspannung aufgetragen. Das daraus resultierende mittlere Signal–zu–Rausch–Verhältnis für Myonen beträgt 1.3 bei 0.5 kV und verbessert sich auf einen Wert von 1.7 bei 3 kV.

Meßzyklus

Um den relativen Fehler der Lebensdauer möglichst gering zu halten, würde man niedrige Spannungen bevorzugen. Das Verhältnis von Myonsignal zu Untergrund läßt jedoch eine Messung bei der optimalen Hochspannung nicht zu und erschwert die Bestimmung der mittleren Ladung bei Spannungen unter 500 V. Zur Verbesserung des Signal–zu–Rausch–Verhältnisses

wäre man geneigt bei höheren Spannungen $U > 3\ kV$ zu messen. Aufgrund der Unsicherheiten bei der Ladungsbestimmung sollten die Hochspannungspunkte einen Mindestabstand von wenigen 100 V haben, damit der erwartete Anstieg der nachweisbaren Ladung mit der Hochspannung auch in den Ergebnissen beobachtet werden kann. Unter Berücksichtigung dieser Forderungen wurden die Spannungen $U_i = 0.5, 1, 1.5, 2$ und $3\ kV$ gewählt.

4.4.2 Messungen

Als Beispiel sind in Bild 4.6 Ladungsverteilungen bei vier verschiedenen Spannungen dargestellt. Trägt man ihre Mittelwerte über der Hochspannung auf, so erhält man eine Hochspannungskurve, wie sie Abbildung 4.9 zeigt. An die Meßpunkte wird eine Funktion nach Gleichung 2.13 mit der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Die Minimierung erfolgt numerisch mit dem Programm MINUIT [MINUIT 92]. Für jeden der vier Kanäle einer Kammer erhält man somit eine Lebensdauer, aus der ein mittlerer Wert für die ganze Kammer bestimmt wird. Im gezeigten Beispiel beträgt die mittlere Lebensdauer 2.4 μs.

In den Schaubildern ist zusätzlich die maximal zu erwartende Ladungsmenge bei unendlicher Lebensdauer eingezeichnet. Man sieht, daß beispielsweise bei einer Lebensdauer von 2 μs und 3 kV 8% der Elektronen infolge Verunreinigungen verloren gehen. Im KASCADE–Zentralkalorimeter werden nur Kammern eingesetzt, bei denen die Lebensdauer $\tau > 1\ \mu s$ ist. Bei einer Betriebsspannung von 3 kV werden in diesem Fall 13% der zur Verfügung stehenden Ladung durch Verunreinigungen absorbiert.

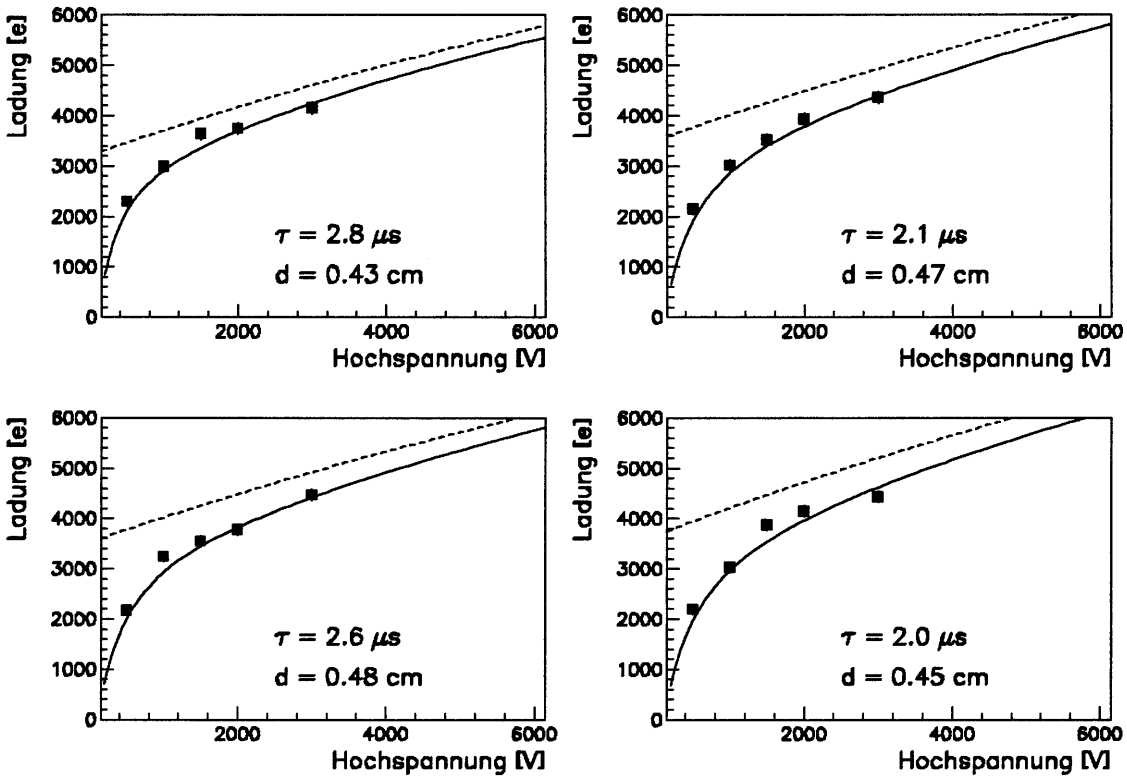

Abbildung 4.9: Hochspannungskurven für Kammer 1274. Die, über die 4 Kanäle gemittelte Lebensdauer beträgt in diesem Beispiel 2.4μs.

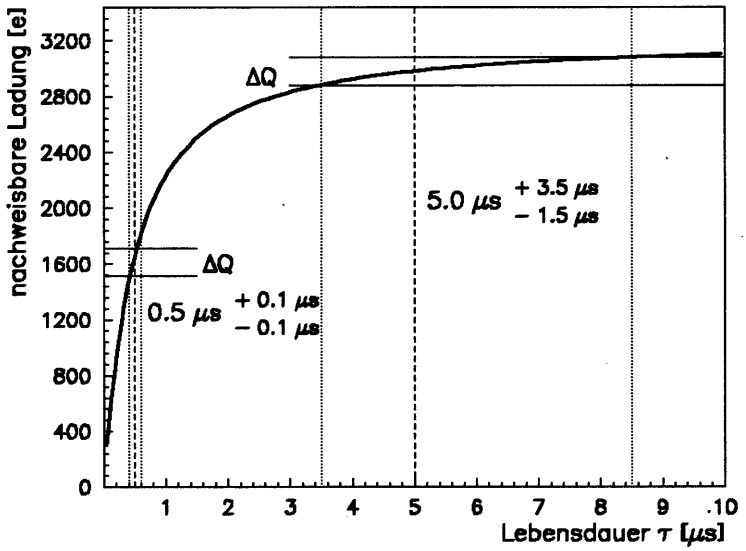

Abbildung 4.10: Nachweisbare Ladung in Abhängigkeit von der Lebensdauer für eine Normkammer bei einer Spannung von 1 kV. Die Ungenauigkeit ΔQ bei der Ladungsbestimmung beeinflußt die Rekonstruktion der Lebensdauer. Große Lebensdauern lassen sich nur relativ ungenau bestimmen, kleine Lebensdauern dagegen sind sehr genau meßbar.

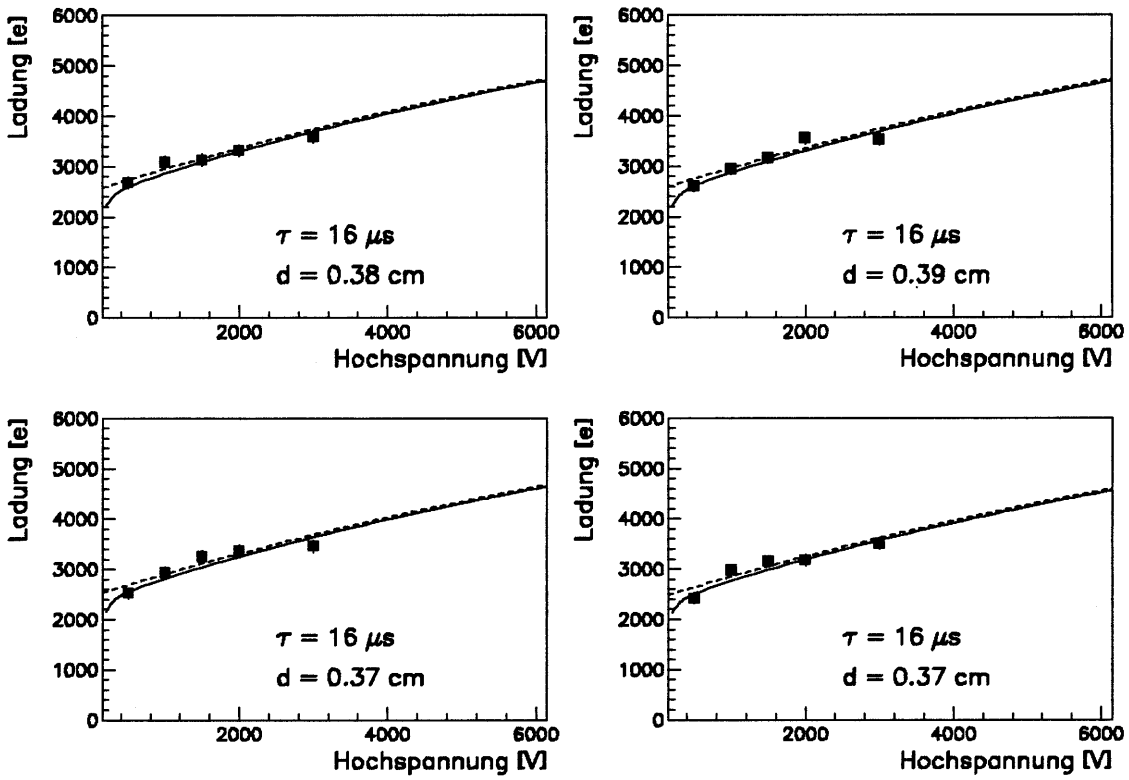

Abbildung 4.11: Hochspannungskurven für Kammer 5850. Die, über die 4 Kanäle gemittelte Lebensdauer beträgt in diesem Beispiel $16\mu s$.

Die nachweisbare Ladung hängt für größere Lebensdauern ($\tau > 6\ \mu s$) nur noch schwach von ihrem Wert ab, wie in Abbildung 4.10 angedeuted. Aufgrund der Fehler bei der Ladungsbestimmung gestaltet sich die Anpassung von Funktion 2.13 an die Meßpunkte mit größer werdender Lebensdauer schwieriger, die Werte für τ streben gegen eine numerisch erlaubte Obergrenze. Deshalb werden in dieser Arbeit Lebensdauern bis

$$\tau_{max} = 16\ \mu s \tag{4.7}$$

berechnet. Dies ist keine entscheidende Einschränkung, da für die physikalische Kalibration nicht der Absolutwert der Lebensdauer sondern die nachweisbare Ladung von Bedeutung ist. Bei einer Hochspannung von 3 kV unterscheiden sich die nachweisbaren Ladungen für Werte von τ zwischen 16 μs und $\tau = \infty$ nur um 0.8%.

Abbildung 4.11 zeigt als Beispiel Hochspannungskurven für eine Kammer mit guter Lebensdauer. Für alle vier Kanäle der Kammer wurde für die Lebensdauer ein Wert von $\tau = 16\ \mu s$ berechnet. Die Übereinstimmung der Meßpunkte mit der gestrichelt eingezeichneten Kurve zeigt, daß bei dieser Lebensdauer praktisch alle zur Verfügung stehende Ladung auch zur Messung beiträgt.

4.5 Reproduzierbarkeit der Lebensdauer

Wie oben ausgeführt, lassen sich kleine Lebensdauern gut, größere aber nur ungenau bestimmen. Abbildung 4.10 erlaubt eine Abschätzung des Fehlers. Läßt sich die Ladung mit einem Fehler ΔQ bestimmen, so kann für die Lebensdauer eine Untergrenze $\tau^- = \tau(Q - \Delta Q)$ und eine Obergrenze $\tau^+ = \tau(Q + \Delta Q)$ angegeben werden. Mit dem Wert $\Delta Q = 137\ e$ wurden diese Grenzen in Abbildung 4.12 als Funktion der Lebensdauer berechnet.

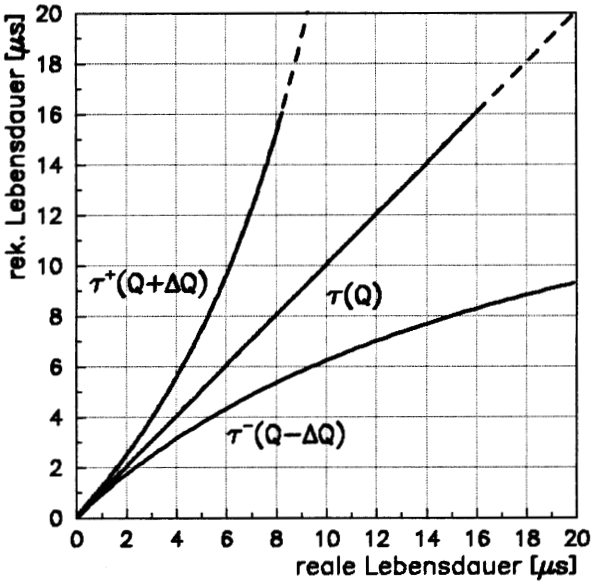

Abbildung 4.12: Rekonstruierte Lebensdauer gegen reale Lebensdauer.

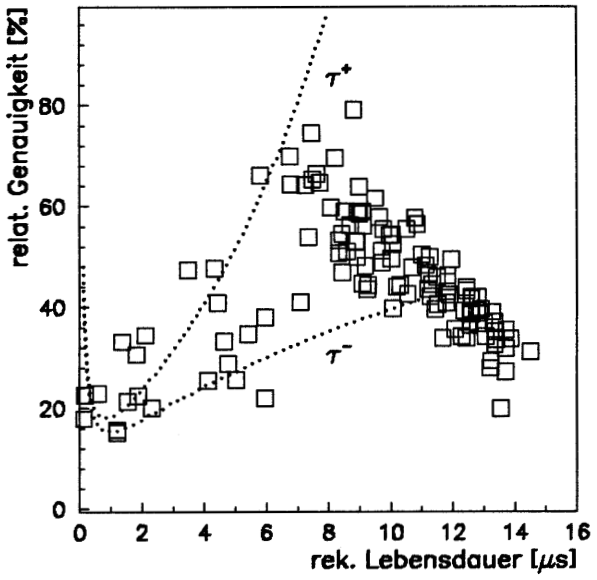

Abbildung 4.13: Gemessene relative Genauigkeit der Lebensdauer.

Zur Bestimmung der Reproduzierbarkeit wurden für 24 Kammern jeweils 11 Hochspannungskurven aufgenommen. Für die Größen τ und f wurde der Mittelwert $\bar{x}$ und die mittlere

relative Schwankung

$$\frac{\sigma_x}{\bar{x}} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2}}{N\ \bar{x}} \qquad (4.8)$$

berechnet. Die gemessenen Werte für $\sigma_\tau/\bar{\tau}$ sind in Bild 4.13 eingetragen und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Abschätzungen. Wie erwartet sind die Fehler größer, als der mit Gleichung 4.6 angegebene Minimalwert von $\approx 20\%$ bei der optimalen Spannung. Der mittlere relative Fehler beträgt 40%.

Für die Bestimmung der Energie ist jedoch nicht die Lebensdauer, sondern die Ladungssammelfunktion $f(t_d, \tau)$ maßgeblich. Der mittlere relative Fehler dieser Funktion beträgt nach Abbildung 4.14 1.1%. D.h. obwohl die Lebensdauer physikalisch bedingt nur relativ ungenau bestimmt werden kann, läßt sich die zur Berechnung der Energie notwendige Größe f sehr genau bestimmen.

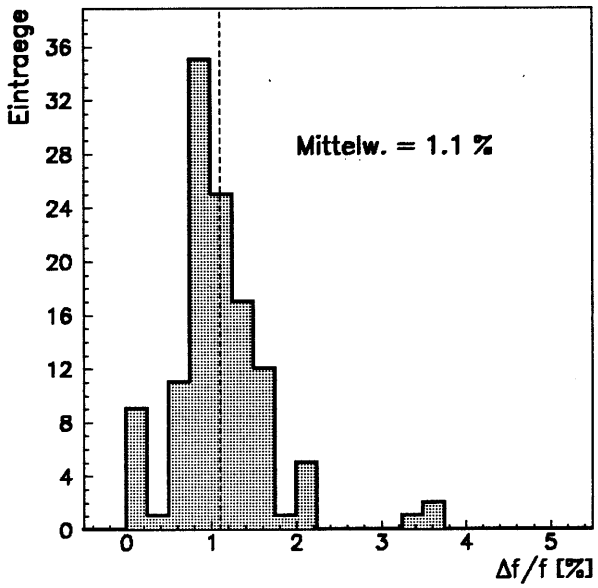

Abbildung 4.14: Gemessener relativer Fehler der Ladungssammlungsfunktion f für 24 Kammern in 11 Meßzyklen.

4.6 Absolute Kalibration

Im Zentralkalorimeter von KASCADE sollen mit den Ionisationskammern hauptsächlich Hadronen mit Energien von einigen TeV gemessen werden. Die Teilchenenergie wird in mehreren Stufen mit Hilfe einer **absoluten Kalibration** aus den gemessenen Signalen der Kammern berechnet. Dazu seien die einzelnen Schritte und die mit ihnen verbundenen Fehler hier noch einmal zusammengefaßt, siehe dazu Abbildung 4.15.

Die digitalisierten Pulshöhen werden mit Hilfe einer elektronischen Kalibration in eine Ladung konvertiert. Der Fehler dabei wurde zu 1.5% abgeschätzt. Die mit einer Unsicherheit von 4.6% gemessene Ladung wird mit Hilfe der Ladungssammelfunktion $f(t_d, \tau)$ und der Dicke d der TMS-Schicht, beide beinhalten einen Fehler von je 1.1%, in eine deponierte Energie E_{TMS} umgerechnet. Der Fehler dieser Energie ergibt sich als quadratische Summe der Einzelfehler zu 5.1%.

Bei einem typischen, im Kalorimeter konvertierten Hadron sprechen etwa 20 bis 25 Kanäle an. Der Fehler der Energiesumme $\sum E_{TMS}$ ist gegenüber dem der Einzelenergie um einen Faktor $\frac{1}{\sqrt{N}}$ kleiner, er beläuft sich auf ungefähr 1%. Aus dieser Energiesumme wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen die Primärenergie des nachgewiesenen Hadrons bestimmt. Diese Rechnungen sind mit starken Unsicherheiten behaftet. Weiterhin geht die Energieauflösung des Kalorimeters ein. Die Summe dieser Fehler werden im TeV–Bereich auf über 20% abgeschätzt [Knapp 93]. Gegenüber diesem ist der Fehler der Kalibration der Kammern zu vernachlässigen, die Kalibrationskonstanten werden also im Detektorprüfstand mit einer für den Betrieb des Kalorimeters großen Genauigkeit bestimmt.

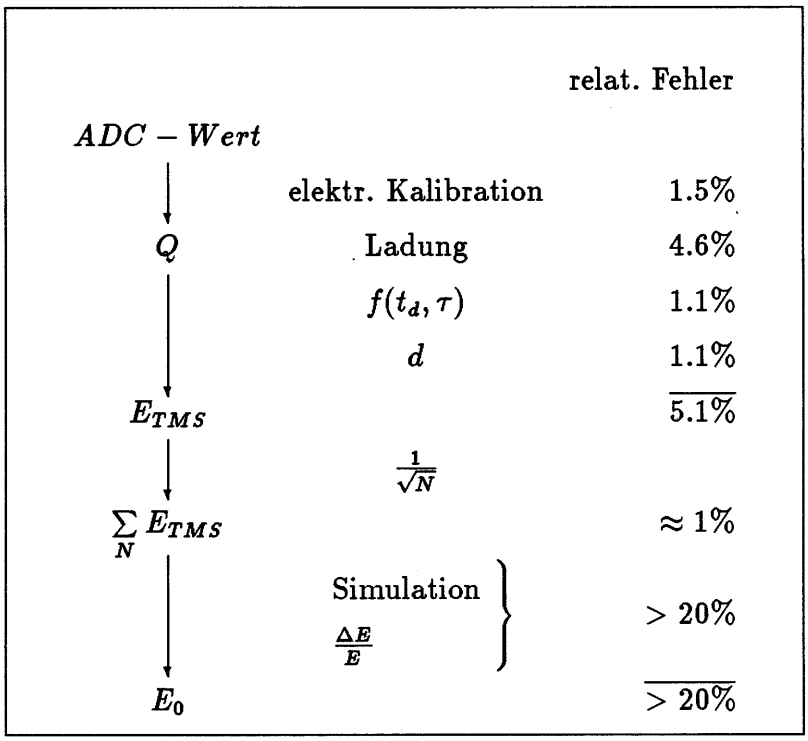

Abbildung 4.15: Fehler der physikalischen Kalibration und der rekonstruierten Teilchenenergie.

4.7 Serienprüfung der Kammern

Mit der vorgestellten Methode wurden im Detektorprüfstand bisher über 1500 Ionisationskammern mit einem Durchsatz von 32 Kammern in 2 Tagen gemessen. Eine Verteilung der rekonstruierten Lebensdauern für 1000 Kammern ist in Abbildung 4.16 angegeben. Die Eintragung bei 16 μs enthält alle Kanäle mit einer Lebensdauer größer als 16 μs. Der Medianwert dieser Verteilung beträgt 10.5 μs. Im Zentralkalorimeter werden nur Kammern mit einer Lebensdauer größer als 1 μs eingesetzt. Aufgrund dieses Qualitätskriteriums muß ein kleiner Teil der Kammern von ungefähr 3% ausgesondert werden.

Die ersten Ionisationskammern wurden in den letzten 2 Jahren wiederholt gemessen, dabei konnte keine Signalabnahme festgestellt werden [Hörandel 93a].

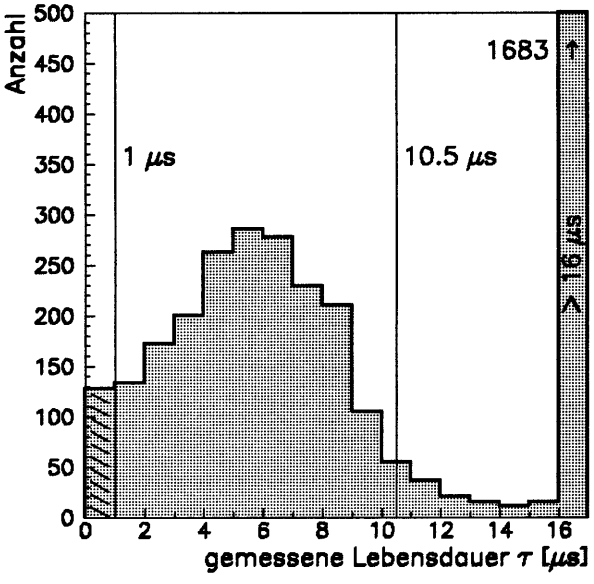

Abbildung 4.16: Verteilung der gemessenen Lebensdauern für 4000 Kanäle.

4.8 Vergleich mit Messungen am Zyklotron

In der Anfangsphase der Produktion wurden die Ionisationskammern am Karlsruher Zyklotron mit Tritonen der Energie $E = 96\ MeV$ getestet. Die Tritonen wurden durch Beschuß eines Al–Targets mit α–Teilchen durch die Stripping–Reaktion $^{27}\mathrm{Al}(\alpha, \mathrm{t})^{28}\mathrm{Si}$ erzeugt und anschließend in einem Magnetspektrometer selektiert. Die Detektoren wurden aufrecht stehend in den Strahlengang eingebracht. Je ein über Photomultiplier ausgelesener Plastikszintillationszähler vor und hinter der Kammer diente als Trigger. Abbildung 4.17 zeigt den prinzipiellen Meßaufbau. Der Vorteil der Messung mit Tritonen ist das große gemessene Signal, da die Tritonen stark ionisieren. Trotz einer Signaldämpfung für stark ionisierende Teilchen erhält man ein Signal von $Q \approx 3 - 5\ fC$. Diese Methode ist allerdings sehr aufwendig, da jede Kammer einzeln gemessen werden muß. Die Tritonen können eine zweite Kammer nicht mehr durchdringen.

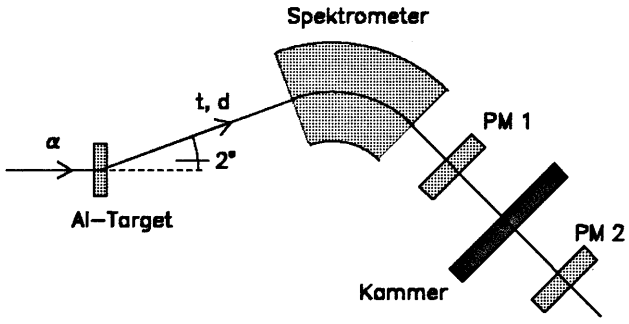

Abbildung 4.17: Anordnung zur Messung der Kammern am Zyklotron.

Auf diese Art und Weise wurden etwa 800 Kammern getestet. 89 dieser Kammern wurden nun wiederholt mit dem Detektorprüfstand gemessen. In Abbildung 4.18 werden die mit dem Detektorprüfstand bestimmten Lebensdauern mit den am Zyklotron bestimmten verglichen. Wie in Abschnitt 4.4.2 diskutiert, kann die Lebensdauer auf ungefähr 40% genau bestimmt werden. Man erwartet deshalb, daß die Meßpunkte um die Winkelhalbierende mit dieser Breite streuen. Ein solches Fehlerband ist in Abbildung 4.18 eingezeichnet. Unter Berücksichtigung der jeweiligen Fehlerbalken liegen die Meßpunkte in diesem Bereich. Die Steigung

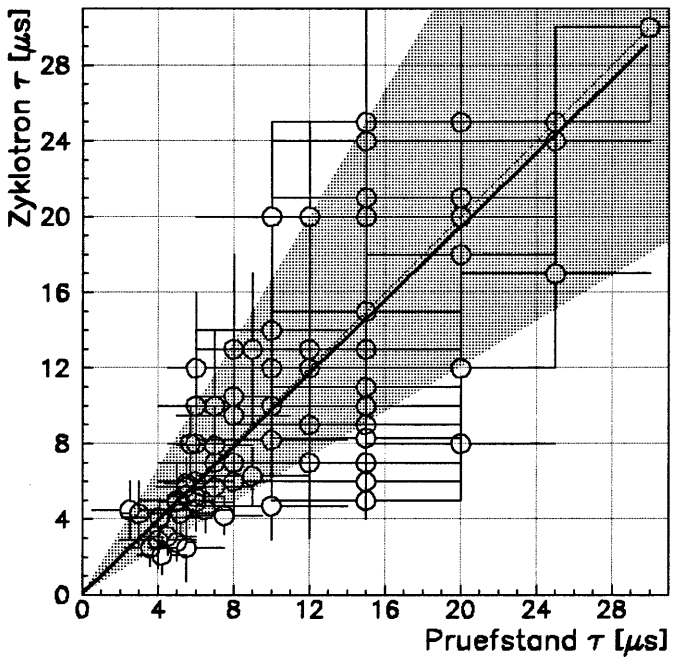

Abbildung 4.18: Vergleich der mit Myonen bestimmten Lebensdauern mit den am Zyklotron mit Tritonen gemessenen.

der Ausgleichsgeraden durch die Meßpunkte beträgt 0.97, d.h. die im Prüfstand bestimmten Lebensdauern stimmen im Mittel mit den am Zyklotron gemessenen überein.

Diese Übereinstimmung der Lebensdauern ist nicht selbstverständlich, da den Messungen unterschiedliche physikalische Prozesse zugrunde liegen. Im Detektorprüfstand werden die Kammern mit minimal ionisierenden Myonen gemessen, am Zyklotron jedoch wurden die Messungen mit stark ionisierenden Tritonen durchgeführt.

Die Ionisierungsdichte entlang einer minimal ionisierenden Spur ist sehr gering, der mittlere Ionenabstand beträgt in TMS 2000 Å. Der mittlere Thermalisierungsabstand dagegen beträgt 240 Å und man kann von einzelnen Elektron–Ion–Paaren ausgehen. Damit läßt sich die Entkommwahrscheinlichkeit der Elektronen für minimal ionisierende Teilchen mit Hilfe der ONSAGER–Theorie beschreiben (vgl. Abschnitt 2.2.1). Sie ist unabhängig vom Winkel zwischen der Spur und dem angelegten elektrischen Feld.

Bei stark ionisierenden Teilchen, wie den verwendeten Tritonen, ist die Ionisationsdichte entlang der Spur wesentlich größer als bei minimal ionisierenden Teilchen, der mittlere Ionenabstand beträgt etwa 200 Å. Entlang der Ionisationsspur bildet sich eine Linienladung aus, die beschriebenen Verhältnisse sind in Abbildung 4.19 skizziert. Im Fall der Linienladung kann ein durch Ionisation freigesetztes Ion nicht nur mit seinem Mutterion rekombinieren, sondern auch mit einem seiner Nachbarionen. Hierdurch wird die Entkommwahrscheinlichkeit reduziert. Für die Berechnung der Entkommwahrscheinlichkeit eines Elektrons aus dem Feld einer Linienladung ist bisher keine analytische Lösung bekannt. Nach einer Erweiterung der ONSAGER–Theorie von SUPPER ist sie von der Richtung der Ionisationsspur zum angelegten elektrischen Feld abhängig [Supper 91]. Diese Richtungsabhängigkeit konnte bei Messungen am Zyklotron nachgewiesen werden [Engler 93].

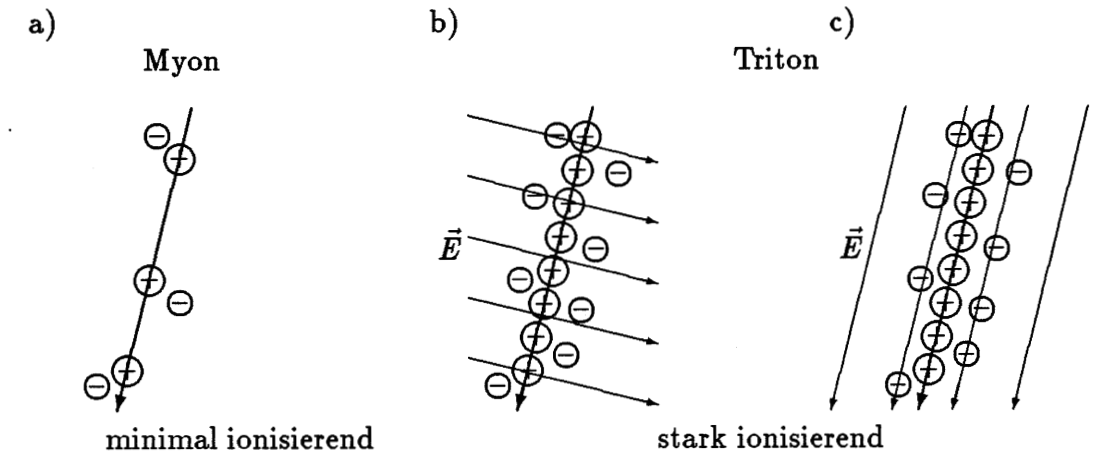

Abbildung 4.19: Schematische Darstellung einer Ionisationsspur eines minimal ionisierenden Teilchens a) und eines stark ionisierenden Teilchens im Winkel b) und parallel c) zum angelegten elektrischen Feld $\vec{E}$.

Für die Herleitung der Lebensdauer aus den Messungen am Zyklotron wurde angenommen, daß sich die Rekombination von Elektronen im Feld einer Linienladung parallel zum angelegten elektrischen Feld näherungsweise durch die ONSAGER–Theorie beschreiben läßt. Diese Annahme wird durch die gute Übereinstimmung der bestimmten Lebensdauern nach Abbildung 4.18 bestätigt.

5

Myonspuren im KASCADE–Zentralkalorimeter

Für das Experiment KASCADE ist eine Betriebsdauer von etwa zehn Jahren geplant. Zur Überwachung der Stabilität des Zentraldetektors ist es wünschenswert, von Zeit zu Zeit eine Energieeichung der Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung, ähnlich der Kalibration im Prüfstand, zu wiederholen. Aufgrund des ungünstigen Verhältnisses des Signals eines minimal ionisierenden Myons zum Rauschen ist ein Myon in einer einzelnen Kammer nicht sicher nachweisbar. Von einem Myon getroffene und nicht getroffene Kanäle können nicht anhand der Pulshöhen unterschieden werden. Durch Rekonstruktion von Myonspuren im Kalorimeter können jedoch die entsprechenden Kanäle selektiert und kalibriert werden.

Um eine Eichung durchführen zu können, dürfen nur solche Ereignisse verwendet werden, bei denen ein Kanal tatsächlich von einem Myon getroffen wurde. Zu viele Ereignisse, bei denen das Myon am Detektor vorbeigelaufen ist, beeinflussen den Mittelwert der Pulshöhenverteilung und verzerren das Ergebnis. Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung, der im folgenden vorgeschlagenen Algorithmen zur Spurrekonstruktion wird daher der Anteil des Untergrundes f_B in einer Pulshöhenverteilung sein, der nicht von einem Myon stammt.

Zur Kontrolle der Stabilität der Kammern genügt die Aufnahme einer Pulshöhenverteilung bei einer einzelnen Hochspannung, die dann mit den Ergebnissen des Detektorprüfstandes verglichen wird.

Die Spursuche kann zum einen mit Luftschauern durchgeführt werden, bei denen der Kern außerhalb des Zentralkalorimeters niedergeht, zum anderen aber auch mit ausgestorbenen Luftschauern, bei denen nur noch wenige Myonen den Erdboden erreichen. Solche Myonen erhält man im Zentralkalorimeter durch einen speziellen Myontrigger, der durch Myonbündel von $5 - 6$ Teilchen ausgelöst wird. Auf einzelne Myonen kann nicht getriggert werden, da die Rate eines einzelnen Triggerzählers über 100 s^{-1} beträgt, und eine solch hohe Rate elektronisch nicht verarbeitbar ist. Fällt ein Großteil des Schauers in das Detektorarray, können mit diesem die Richtung des Luftschauers und damit die der Myonen bestimmt werden.

Neben der Energieeichung der Kammern können die Spurrekonstruktionsmethoden auch zur Verfolgung anderer Ziele eingesetzt werden. Beispielsweise kann der Meßbereich von KASCADE um $2 - 3$ Größenordnungen nach unten erweitert werden, indem Myonbündel untersucht werden, die von ausgestorbenen Luftschauern stammen. Hochenergetische Myonen, die γ–Quanten abstrahlen, können ebenso gemessen werden wie die Zeitdispersion und die Lateralverteilung der Myonen in einem Luftschauer. Mit Hilfe von „Time–Tracking"–Methoden

kann die longitudinale Schauerentwicklung studiert werden [Popova 93]. Eine weitere Anwendung wäre die Durchführung einer Himmelsdurchmusterung zur Suche nach zeitlichen und örtlichen Anisotropien des Myonflusses.

Im folgenden werden verschiedene Algorithmen anhand von Ergebnissen aus Simulationsrechnungen diskutiert [Hörandel 93b].

5.1 Passive Spurrekonstruktion

Unterhalb des Hadronkalorimeters sind in zwei Ebenen **Myonkammern** installiert, die einen Abstand $d = 38\ cm$ zueinander haben. Aus diesen Myonkammern können zwei Informationen gewonnen werden:

1. Der **Durchstoßpunkt** eines Myons; er kann mit einer Ortsauflösung von $\sigma_{xy} \approx 1.0\ cm$ bestimmt werden.

2. Aus den Durchstoßpunkten durch die zwei Kammerebenen kann die Austritts**richtung** des Myons aus dem Kalorimeter mit einer Genauigkeit von $\sigma_\Theta = 2.1°$ bestimmt werden.

Hieraus läßt sich die Spur des Myons durch das Kalorimeter zurückverfolgen und der Durchstoßpunkt der Spur durch die jeweilige Ebene der Ionisationskammern bestimmen. Die getroffenen Kanäle sollten also das Signal eines Myons aufweisen und können zur Kalibration verwendet werden.

5.1.1 Maximum- und 1.2 σ-Filter

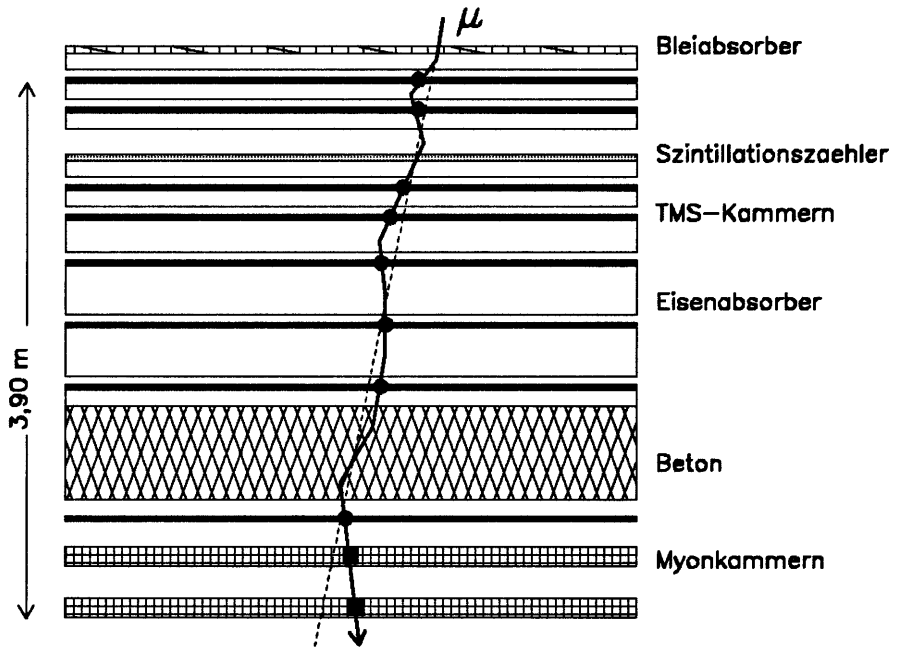

Abbildung 5.1: Schematischer Querschnitt des KASCADE-Zentralkalorimeters. Ein Myon wird durch Vielfachstreuung von seiner Sollspur (- - -) abgelenkt.

Beim Durchgang durch das Kalorimeter erleiden die Myonen abhängig von ihrer Energie Vielfachstreuung, wie in Abbildung 5.1 skizziert. Sie weichen dadurch von der geraden Sollspur ab, was zu Fehlern in der Orts- und Winkelbestimmung führt. Dadurch können falsche Durchstoßpunkte durch die jeweiligen Detektorebenen und damit auch falsche Kanäle ausgewählt werden. Beispielsweise führt eine Winkelunsicherheit von $\Delta\Theta = 2.1^o$ in den Myonkammern zu einer Ortsunsicherheit von $\Delta x = 14\ cm$ in der oberen TMS-Ebene.

Um akzeptable Ergebnisse zu erhalten, sollte der Anteil der falsch rekonstruierten Kanäle $f_B < 15\%$ sein. Für niederenergetische Myonen nahe der Schwelle von 2 GeV muß man mit starker Vielfachstreuung rechnen und das einfache geometrische Zurückverfolgen der Spur reicht nicht aus.

Zur Reduktion der falschen Einträge wurden die Unsicherheiten der Richtung in die jeweilige Detektorebene projeziert und innerhalb der so bestimmten Fehlergrenzen des Durchstoßpunktes nach von einem Myon durchdrungenen Kanälen gesucht. Hierzu wurden zwei Möglichkeiten behandelt: Zum einen das **Maximum-Filter**, bei dem im erlaubten Fehlerbereich nur der maximale Energieeintrag akzeptiert wird, zum anderen das **1.2 σ-Filter**, bei dem im erlaubten Bereich alle Kanäle akzeptiert werden, die Signale von mehr als 1.2σ zeigen, wobei σ den RMS-Wert des elektronischen Rauschens darstellt. Zu Testzwecken wurden beide Methoden mit einer willkürlich angenommenen Winkelunsicherheit von $\sigma_\Theta = 5^o$ simuliert, der Anteil der falsch rekonstruierten Kanäle beträgt $f_B \approx 16\% - 25\%$ für das Maximum- bzw. $f_B \approx 16\% - 31\%$ für das 1.2σ-Filter. Dem gegenüber stehen $f_B = 38 - 56\%$ ohne Anwendung von Zusatzbedingungen. Hier bezieht sich, wie auch im folgenden, die erste Zahl auf die untere TMS-Ebene oberhalb der Myonkammern und die zweite Angabe auf die oberste TMS-Ebene im Eisenabsorber. Beide Algorithmen stellen damit eine wirksame Methode zur Verringerung des Anteiles der falsch selektierten Kanäle dar.

In der Praxis können einzelne Kanäle mit erhöhtem elektronischen Rauschen eine hohe Energiedeposition vortäuschen. In diesen Fällen ist das Maximum-Filter in der Umgebung eines solchen Kanales nicht anwendbar. Im folgenden wird deshalb das 1.2 σ-Filter benutzt. Zwar liefert es ein etwas größeres Verhältnis f_B, dies wird aber zugunsten einer besseren Anwendbarkeit in Kauf genommen.

Die Nullpunktunterdrückung bei der Signalauslese muß für diese Methode auf 1.2σ gesetzt werden. Im Mittel überschreiten bei gaußförmigem Rauschen 11% aller Kanäle diese Schwelle, dies entspricht etwa 4000 auszulesenden Kanälen. Diese Zahl ist noch verträglich mit der vorgesehenen Datenrate.

Die Einfallsrichtung der Myonen läßt sich im Experiment auf zwei verschiedene Arten gewinnen:

1. Es wird nur die aus den **Myonkammern** gewonnene Information benutzt. Der Winkel wird dabei aus den Durchstoßpunkten durch die Myonkammern rekonstruiert. Bei der oben diskutierten Winkelunsicherheit von 2.1^o ergeben sich mit dem 1.2σ-Filter $f_B \approx 8\% - 21\%$ falsch rekonstruierte Kanäle.

2. In einem typischen Luftschauer weichen die Myonen infolge Vielfachstreuung und unterschiedlichen Erzeugungswinkeln mit $\sigma_\Theta = 0.4^o$ von der mittleren Schauerrichtung ab. Benutzt man die Information über die Schauerrichtung aus dem **Detektorarray** mit einer Genauigkeit von $\sigma_\Theta = 0.4^o$ [Wetzel 93][1], so läßt sich der Einfallswinkel der

[1] Die Winkelauflösung des Arrays wird mit zunehmender Primärenergie des induzierenden Teilchens besser und erreicht bei Primärenergien von $E_0 \approx 10^{15}\ eV$ Werte um 0.1^o. Im interessierenden Bereich gilt immer $\sigma_\Theta \leq 0.4^o$.

Myonen mit einer Unsicherheit von $\sigma_\Theta = 0.6°$ bestimmen. Mit dem 1.2σ–Filter reduziert sich der Anteil der falsch rekonstruierten Kanäle auf $f_B \approx 5\% - 10\%$.

Diese Werte gelten für Myonen der Energie $E_\mu = 100\ GeV$ mit Zenitwinkeln $< 20°$.

Mit Hilfe der Winkelinformation aus dem Detektorarray ist also zunächst eine Kalibration der Kammern mit hochenergetischen Myonen mit ausreichender Genauigkeit möglich. Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie auch niederenergetische Myonen zur Kalibration benutzt werden können.

5.1.2 2°–Filter

Die Vielfachstreuung eines Teilchens ist umgekehrt proportional zu seinem Impuls. Die Energie der Myonen läßt sich daher durch die mittlere Differenz zwischen Eintritts– und Austrittsrichtung der Myonen δ_Θ abschätzen, diese nimmt mit zunehmender Energie ab:

$$\delta_\Theta \propto \frac{1}{E_\mu} \quad . \tag{5.1}$$

δ_Θ ist in Abbildung 5.2 aufgetragen, und es ist ersichtlich, wie die Rekonstruktion der Myonspur durch das Kalorimeter mit abnehmender Myonenergie schwieriger wird. Deshalb ist es wünschenswert, die niederenergetischen Myonen ($E_\mu < 15\ GeV$) von der Kammerkalibration auszuschließen.

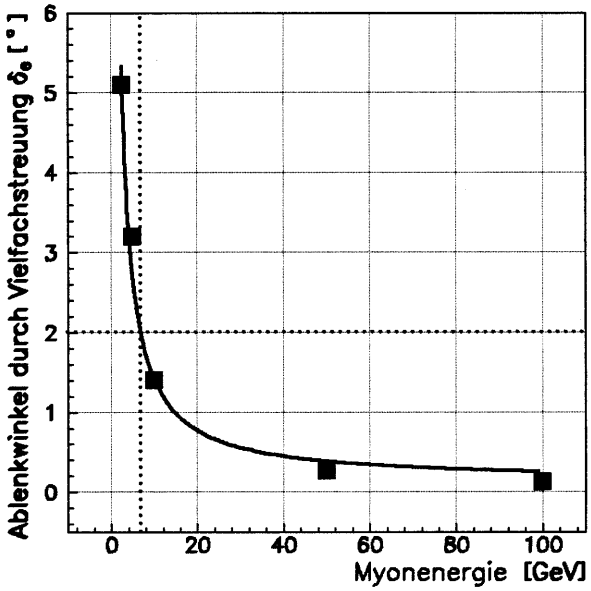

Abbildung 5.2: Differenz zwischen Ein– und Austrittsrichtung für Myonen bezüglich des Eisenkalorimeters in Abhängigkeit von der Energie.

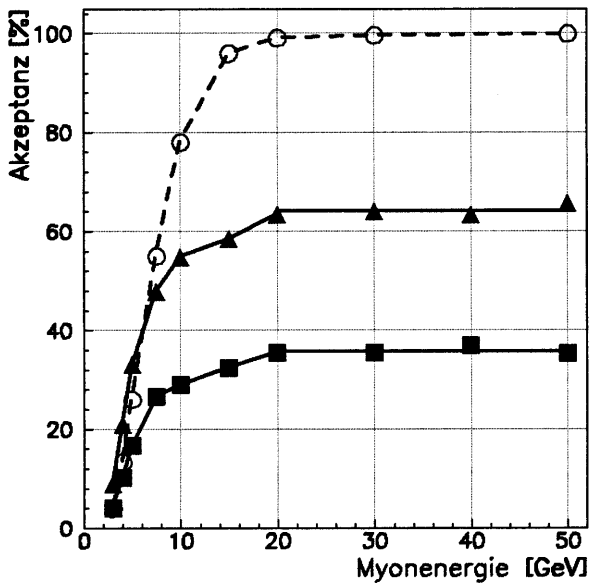

Abbildung 5.3: Akzeptanz des 2°–Filters (■). Zusätzlich sind Ergebnisse für einen Winkelschnitt von 3° (▲) und für eine ideale Richtungsrekonstruktion (○) eingetragen.

Die Spuren der Myonen sind in einem Luftschauer im wesentlichen parallel zur Schauerachse, deren Richtung mit dem Detektorarray ermittelt werden kann. Die Austrittsrichtung der Myonen aus dem Kalorimeter kann aus den Durchstoßpunkten durch die Myonkammerebenen bestimmt werden. Akzeptiert man nur Myonen, deren Eintritts– und Austrittsrichtung sich um weniger als 2° unterscheiden, so sollte man effektiv niederenergetische Myonen

verwerfen und hochenergetische anreichern. Man erhält eine Akzeptanz, wie in Abbildung 5.3 dargestellt. Man erkennt, daß niederenergetische Myonen ($E_\mu < 15\ GeV$) mit diesem 2°–Filter wirksam unterdrückt werden. Die Akzeptanz ist vom verwendeten Winkelschnitt abhängig. Durch Verwendung eines Winkelschnittes von 3° erhöht sich beispielsweise die maximale Akzeptanz für hochenergetische Myonen von 36% auf 64%, gleichzeitig vergrößert sich aber auch der niederenergetische Anteil. Zur Wahl eines optimalen Winkelschnittes sind weitere Untersuchungen notwendig, die den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden.

Die Wirksamkeit dieses Filters wird durch die Richtungsauflösung der Myonkammern begrenzt. Wird in einer späteren Ausbaustufe von KASCADE die Richtungsauflösung, beispielsweise durch Vergrößerung des Abstandes zwischen den Myonkammerebenen oder durch Einbau von zusätzlichen Ebenen von Vieldrahtproportionalkammern verbessert, so erhöht sich auch die Effektivität des 2°–Filters. Für den Fall einer idealen Richtungsrekonstruktion (also $\sigma_\Theta = 0°$) ist die Akzeptanz ebenfalls im Schaubild eingezeichnet.

Das folgende Beispiel veranschaulicht die Effizienz dieser Methode: Der Durchstoßpunkt eines Myons durch die Ebene der Myonkammern weicht vom Durchstoßpunkt seiner Spurgeraden ab. Die Projektion dieses Abstandes in eine Ebene ist in Abbildung 5.4 für Myonen mit gleichverteilten Energien zwischen 2 GeV und 10 GeV aufgetragen. Die mittlere Abweichung beträgt $\sigma_{xy} = 7.1\ cm$. Bei Anwendung des 2°–Filters reduziert sich dieser Wert auf $\sigma_{xy} = 4.6\ cm$.

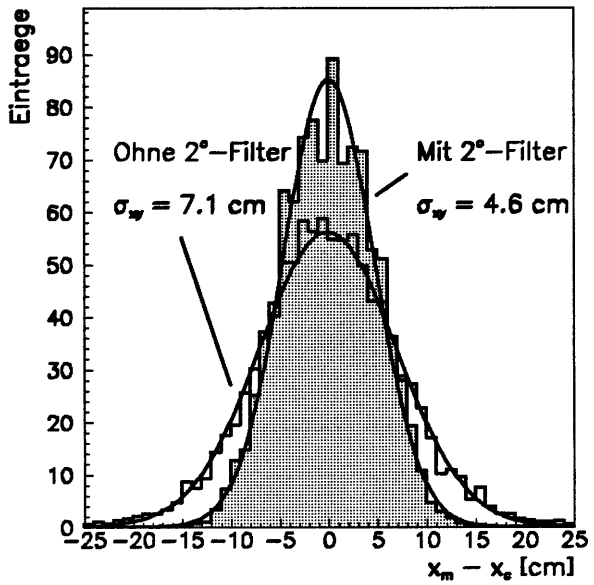

Abbildung 5.4: Ortsverteilung der Myonen mit und ohne 2°–Filter für Myonen im Energiebereich $E_\mu = 2 - 10\ GeV$.

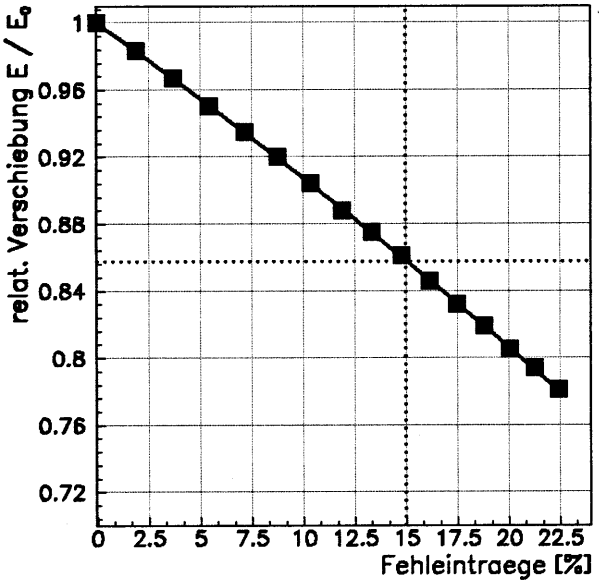

Abbildung 5.5: Systematische Verschiebung des wahrscheinlichsten Wertes der Energiedeposition in Abhängigkeit vom Anteil der Fehleinträge in einer Pulshöhenverteilung.

Die Energiedeposition von Myonen mit Energien im Bereich 2 $GeV < E_\mu < 10\ GeV$ ist als Beispiel in Abbildung 5.6 dargestellt, und zwar für je einen Kanal in der oberen, bzw. unteren Detektorebene. Dabei wurde das 2°– und das 1.2 σ–Filter angewandt. Die Energieintervalle in den Histogrammen entsprechen etwa den Digitalisierungsintervallen im Experiment, d.h. die digitalisierte Pulshöhe für Myonen liegt bei etwa 8 Kanälen. Die linken Teilbilder zeigen die simulierten Spektren mit einem Wert des elektronischen Rauschens von $\sigma_E = 0.5\ MeV$. Aufgrund des 1.2 σ–Filters brechen die Spektren bei 0.6 MeV abrupt ab. In den rechten Teilbildern sind die selben Ereignisse ohne elektronisches Rauschen dargestellt. Die Einträge

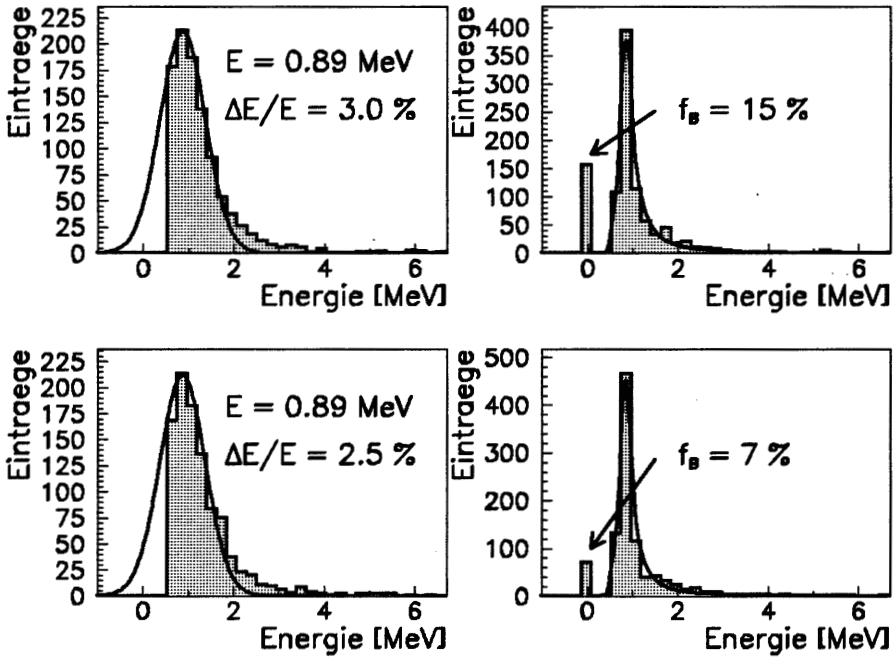

Abbildung 5.6: Verteilung der Energiedeposition für je 1000 Myonen. Dargestellt ist je ein Kanal aus der oberen und unteren TMS–Ebene. Die linken Teilbilder sind simulierte Spektren bei denen für das elektronische Rauschen ein Wert von $\sigma_E = 0.5\ MeV$ angenommen wurde. Rechts sind die selben Ereignisse ohne Rauschen aufgetragen.

bei Null stammen von falsch rekonstruierten Kanälen, ihr Anteil f_B liegt zwischen 15% in der oberen und 7% in der unteren TMS–Ebene.

Durch diese Fehleinträge in den Verteilungen wird ihr wahrscheinlichster Wert in Richtung des Nullpunktes verschoben. Die relative Abweichung, bezogen auf eine Verteilung ohne Fehleinträge ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Für 15% falsch rekonstruierte Kanäle beträgt diese ungefähr 14%. Aus den Verteilungen mit je 1000 Myonen kann die Energiedeposition auf etwa $\frac{\Delta E}{E} = 2.5\% - 3\%$ genau bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der systematischen Verschiebung durch Fehleinträge kann also die Energiedeposition mit einer Genauigkeit ähnlich den Werten im Detektorprüfstand bestimmt werden. Die Ergebnisse zeigen, daß niederenergetische Myonen vom beschriebenen Algorithmus unterdrückt werden, damit ist eine Kalibration der Kammern mit Myonen über den gesamten Energiebereich möglich.

5.2 Aktive Spurrekonstruktion

In diesem Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, bei der die Myonspuren mit Hilfe von Informationen aus den 8 Ebenen mit Ionisationskammern rekonstruiert werden. Hierzu wird der Myontrigger verwendet, der auf Myonbündel von 5 – 6 Teilchen anspricht. Diese aktive Spurrekonstruktion benötigt, im Gegensatz zu den im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Methoden, keine Informationen von den Myonkammern oder dem Detektorarray. Damit ist es möglich, eine Kalibration während der Datennahme durchzuführen[2].

[2]Die Datennahme des KASCADE–Experimentes erfolgt durch ein Netzwerk von Transputern. Dabei stehen die Informationen aus anderen Komponenten des Experimentes den Transputern des Zentralkalorimeters erst nach einer längeren Verarbeitungszeit zur Verfügung.

5.2.1 Ein Algorithmus für das KASCADE–Zentralkalorimeter

Der untersuchte Algorithmus akzeptiert senkrecht einfallende Myonen mit einem kleinen Öffnungswinkel[3]. Die Beschränkung auf senkrechte Myonen gestattet eine schnelle Selektion der Myonen und Rekonstruktion der Myonspuren im Transputernetzwerk. Die aktive Spurrekonstruktion besteht dabei aus zwei Schritten:

1. Die Zahl N von senkrecht übereinanderliegenden Kanälen mit einer Energiedeposition $E > 1.2\sigma$ wird für jeden Turm ermittelt. Türme mit $N \geq 6$ gelten als Kandidaten für Myonspuren.

2. In der Umgebung von einer Kanalbreite Radius um eine Kandidatenspur wird die Zahl der Türme A_3 mit 3 und mehr Ladungspunkten ermittelt. Das Prinzip ist in Abbildung 5.7 angedeutet. Ist $A_3 \leq 1$, so wird der zentrale Turm als Myonspur akzeptiert. Diese Zusatzbedingung dient zur Unterdrückung von Hadronen.

Ein Ereignis wird also als **Myonspur** klassifiziert, wenn

$$N_0 \geq 6 \quad \text{und} \quad A_3 \leq 1 \tag{5.2}$$

sind. Der beschriebene Algorithmus läßt sich prinzipiell auch für schräg einfallende Myonen modifizieren, für die Energieeichung der Kammern reicht jedoch die Beschränkung auf senkrechte Myonen aus.

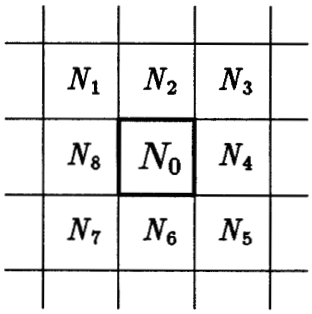

Abbildung 5.7: Prinzip der aktiven Spurrekonstruktion.

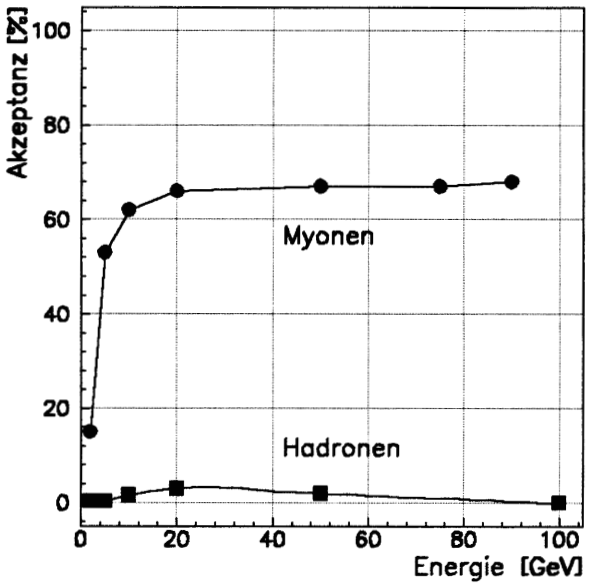

Abbildung 5.8: Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion. Der Anteil, der vom Algorithmus als Myonen identifizierten Teilchen, ist über der Energie aufgetragen.

Der Anteil von senkrecht[4] einfallenden Myonen, der von diesem Algorithmus identifiziert wird, ist in Abbildung 5.8 für verschiedene Teilchenenergien aufgetragen. Der Algorithmus

[3] Es müssen übereinanderliegende Kanäle durchdrungen werden, dies ergibt einen halben Öffnungswinkel $\Theta < 5^o$.

[4] Mit Zenitwinkeln $\Theta < 5^o$.

akzeptiert über einen weiten Energiebereich knapp 70% der Myonen. Ein kleiner Teil der Hadronen (< 3%) wird als Myonen mißidentifiziert, ihr Maximum liegt bei $E_0 = 20\ GeV$. Für den Wert des elektronischen Rauschens wurde hierbei mit $\sigma_E = 0.5\ MeV$ ein realistischer Wert angenommen.

Da ein kleiner Anteil der Kammern eine geringere Hochspannungsfestigkeit und damit ein erhöhtes elektronisches Rauschen aufweist, wird in Anhang F die beschriebene Spursuche mit $\sigma_E = 1\ MeV$ untersucht. Die diskutierten Ergebnisse zeigen, daß mit den Informationen aus den Ionisationskammern Myonspuren rekonstruiert und Myonen signifikant von Hadronen getrennt werden können.

5.2.2 Überprüfung der Methode mit dem Detektorprüfstand

Die beschriebenen Simulationen lassen sich mit Ergebnissen des Detektorprüfstandes verifizieren. Dazu wurden 8 der 16 übereinanderliegenden Kammern, entsprechend den 8 Ebenen des Zentralkalorimeters, ausgewählt und auf sie der Algorithmus angewandt. Dabei wurde als Triggerbedingung das Ansprechen eines einzelnen Kanales in der unteren Triggerebene gefordert. Die Spuren von senkrecht einfallenden Myonen wurden rekonstruiert, und die gefundenen Myonspuren zur Kontrolle mit den Informationen der oberen Triggerzähler verglichen. So konnte entschieden werden, ob ein vom Spursuchalgorithmus als Spur erkanntes Muster tatsächlich einem Myon zuzuordnen ist.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.9 zusammengestellt. Aufgetragen ist die gemessene Wahrscheinlichkeit, eine Myonspur zu erkennen, in Abhängigkeit von der Anzahl geforderter Kammersignale oberhalb von 1.2σ des Rauschens. Zusätzlich zum Anteil der richtig erkannten Myonen ist der Anteil der aus dem Untergrund mißidentifizierten Spuren eingetragen. Bedingt durch das elektronische Rauschen können zufällig mehrere übereinanderliegende

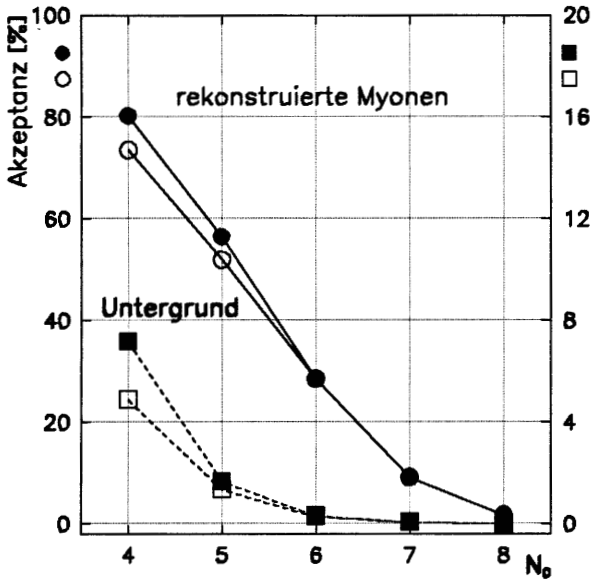

Abbildung 5.9: Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion für gemessene Daten in Abhängigkeit von der Zahl der geforderten Spurpunkte N_0 (●, ■). Zusätzlich wird $E_{dep} > 1.2\sigma$ in einer der oberen 2 Ebenen gefordert (○, □).

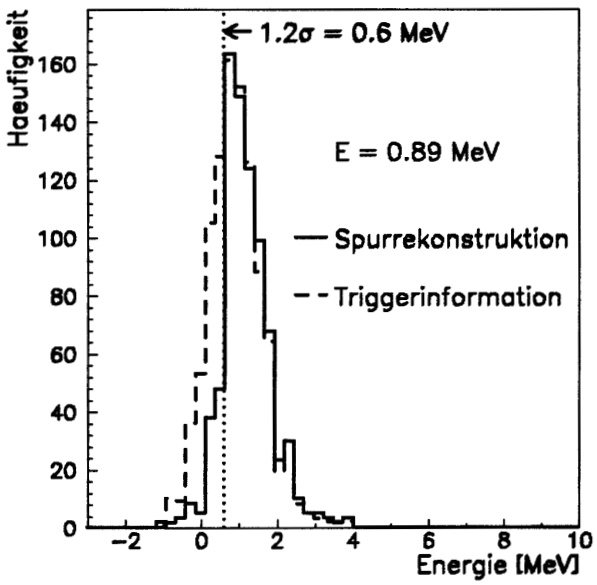

Abbildung 5.10: Gemessene Energiedeposition für Myonen. Vergleich eines, mit Hilfe der aktiven Spurrekonstruktion gemessenen Spektrums mit einem Spektrum das mit Hilfe der Triggerinformation des Detektorprüfstandes gewonnen wurde.

Kanäle die 1.2σ–Grenze überschreiten und so eine Myonspur vortäuschen. Für kleine N_0 steigt der Anteil der erkannten Myonen, gleichzeitig erhöht sich aber auch die Mißidentifikationsrate. Für $N_0 \geq 6$ werden 29% der Myonen richtig erkannt. Der Anteil der mißidentifizierten Spuren beträgt nur 1.2%.
Fordert man als zusätzliche Bedingung, daß mindestens einer der beiden oberen Kanäle über der 1.2σ–Grenze liegt, so verringert sich zwar der Anteil der mißidentifizierten Spuren für $N_0 \leq 5$, gleichzeitig werden aber auch weniger Myonen erkannt. Diese Zusatzbedingung bringt demzufolge keine wesentliche Verbesserung des Verhältnisses von erkannten Myonen zum Untergrund.

Als Beispiel sind in Abbildung 5.10 zwei gemessene Energiespektren für Myonen dargestellt. Das mit der aktiven Spurrekonstruktion erhaltene Spektrum unterscheidet sich nur unwesentlich von dem, das mit Hilfe der Triggerinformation gewonnen wurde. Ersteres hat unterhalb $E_{limit} = 0.6\ MeV$ deutlich weniger Einträge, da der Spursuchalgorithmus für die einzelnen Spurpunkte $E > 1.2\sigma$ fordert. Die Fehler bei der Kalibration entsprechen daher in etwa den in Abschnitt 4.6 diskutierten Werten.

Der Anteil der falsch rekonstruierten Kanäle ist für diesen Algorithmus sehr gering, er läßt sich auf $f_B < 6\%$ abschätzen. Eine genauere Berechnung dieses Fehlers erfordert weitergehende Simulationen, die den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden.

Zusammenfassend kann man folgern, daß die Messungen am Detektorprüfstand die simulierten Ergebnisse bestätigen und zeigen, daß Myonspuren mit den beschriebenen Algorithmen erkannt und die von ihnen getroffenen Kanäle damit im KASCADE–Experiment kalibriert werden können. Um eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen, sollten für die Kalibration Pulshöhenverteilungen mit je 1000 Myonen aufgenommen werden. Die hierzu benötigte Meßzeit wird in Anhang G, je nach Algorithmus, auf $5 - 30$ Tage abgeschätzt.

Die aktive Spurrekonstruktion kommt mit einer geringeren Meßzeit aus und verwendet außerdem keine Informationen aus anderen Experimentkomponenten, so daß sie in der Anfangsphase des Experimentes gegenüber der passiven Spurrekonstruktion vorzuziehen ist.

6

Messung des Myonflusses

Eine mögliche Anwendung der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Methoden zur Spurrekonstruktion ist die Durchführung einer Himmelsdurchmusterung zur Suche nach zeitlichen und örtlichen Anisotropien des Myonflusses. Eine solche wurde mit dem Detektorprüfstand durchgeführt. Das Triggersystem spricht im wesentlichen nur auf Myonen an und ist damit ein geeignetes Nachweisgerät zur Beobachtung des „Myonhimmels". Die gemessenen Flüsse müssen zunächst auf ihre Abhängigkeit vom Wetter, d.h. dem Zustand der Atmosphäre, korrigiert werden. Diese Abhängigkeit wird beispielsweise auch zur Normierung von gemessenen Teilchenflüssen auf Meereshöhe benötigt. Außerdem erlaubt sie eine Überprüfung der Modelle zur Wechselwirkung der Myonen in der Atmosphäre.

6.1 Abhängigkeit von atmosphärischen Parametern

Die meisten Myonen werden bei einer mittleren Produktionshöhe von etwa 115 $\frac{g}{cm^2}$, das entspricht ungefähr 12 km Höhe, erzeugt. Auf ihrem Weg zum Erdboden erleiden die Myonen Ionisationsverluste und zerfallen teilweise. Welcher Anteil der erzeugten Myonen den Erdboden erreicht, hängt im wesentlichen von der Produktionshöhe und der Dichte der zu durchquerenden Luftschicht ab, beide werden durch die Eigenschaften der unteren Atmosphäre beeinflußt.

In der untersten Schicht der Atmosphäre, der Troposphäre, nimmt die Temperatur mit der Höhe um etwa $4-8\ \frac{K}{km}$ ab, im Mittel beträgt diese Abnahme etwa 6.5 $\frac{K}{km}$, siehe auch Abbildung 6.1. In der Troposphäre befinden sich 80% der Masse der Atmosphäre. Die Obergrenze der Troposhpäre, die Tropopause entspricht etwa der mittleren Produktionshöhe der Myonen. Die untere Schicht der Troposphäre, die je nach Wetterbedingungen eine Mächtigkeit von $0.3-3\ km$ aufweist wird als Pelosphäre bezeichnet. Ihre Obergrenze, die Pelopause ist die Schicht, bis zu der vom Erdboden ausgehende vertikale Konvektionsumlagerungen reichen können [Möller 73]. Die Troposphäre wird von jahreszeitlichen, die Pelosphäre von täglichen Temperaturschwankungen geprägt. D.h. bis zu $\frac{1}{3}$ der von den Myonen durchquerten Luftsäule wird von der aktuellen Temperatur am Erdboden beeinflußt.

Der Energieverlust der Myonen auf ihrem Weg zum Erdboden ist von der Massenbelegung der durchquerten Luftschichten abhängig

$$\Delta E = \int_{z_0}^{z} \frac{dE}{dx}(x, p(x))\ dx \quad . \tag{6.1}$$

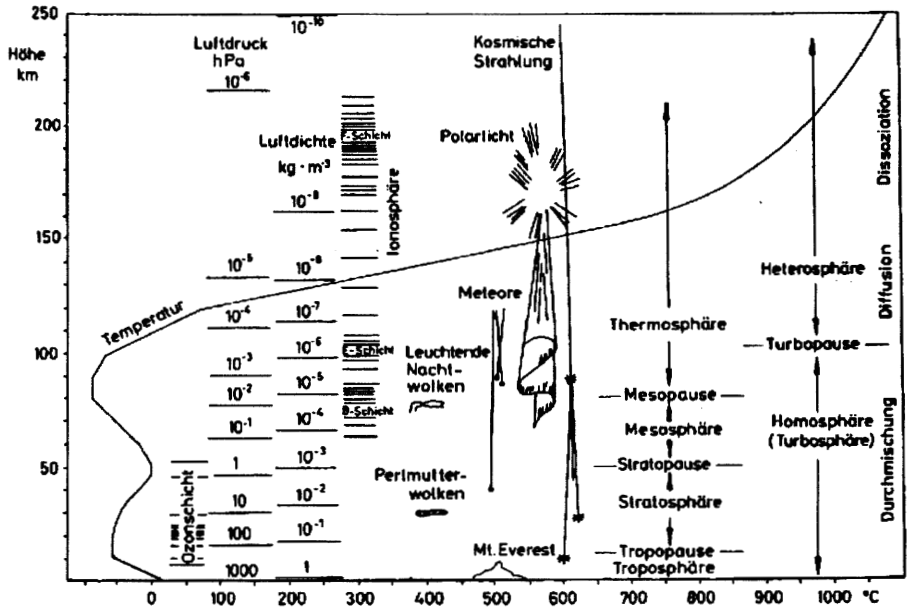

Abbildung 6.1: Vertikale Schichtung der Atmosphäre (aus [Warnecke 91]).

Eine Änderung des Luftdruckes p entspricht einer Dichten– und Massenänderung der Atmosphäre, und man erwartet, daß die Myonrate am Erdboden mit zunehmendem Druck abnehmen wird, da ein größerer Teil der Myonen in der Atmosphäre gestoppt wird. Ebenso erwartet man, daß die Myonrate von der Temperatur abhängig ist, denn mit einer Temperaturänderung geht eine Dichteänderung einher. Bei gegebenem Druck ist die Masse der Atmosphäre bei höherer Temperatur über eine größere Distanz verteilt, die mittlere Myonproduktion findet damit in größerer Höhe über dem Erdboden statt. Die Überlebenswahrscheinlichkeit für Myonen ist aber mit dem zurückgelegten Weg korreliert

$$w = \exp\left(\int_{z_0}^{z} \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{c\tau\beta}\, dz'\right) \quad . \tag{6.2}$$

Bei steigender Temperatur wird deshalb der Myonfluß am Erdboden abnehmen.

Aus dem Flußspektrum der Pionen hat OLBERT das Spektrum der Myonen berechnet [Olbert 54]. Dabei wurde eine kontinuierliche Myonproduktion durch die gesamte Atmosphäre angenommen. Unter Berücksichtigung ihres ebenfalls kontinuierlichen Energieverlustes durch Ionisation konnte er zeigen, daß Produktion und Zerfall der Myonen und damit der Myonfluß am Erdboden von Druck und Temperatur abhängen [Olbert 53].

Für die Myonrate R am Erdboden wird dementsprechend folgende lineare Abhängigkeit angesetzt

$$R = R_0(1 + A \cdot p + B \cdot T) \quad , \tag{6.3}$$

die mit den Daten des Detektorprüfstandes überprüft und deren Konstanten A und B bestimmt wurden. Hierzu wurde von August bis Dezember 1993 der Myonfluß mit einer effektiven Meßzeit von 2532 Stunden aufgezeichnet, dabei wurden insgesamt $3.3 \cdot 10^6$ Teilchen detektiert. Der Detektorprüfstand wird in einem klimatisierten Raum bei einer konstanten Temperatur von 18 $°C$ betrieben, so daß apparative Unzulänglichkeiten, wie eine Temperaturdrift der Photomultiplier und der Elektronik, weitgehend ausgeschlossen sind. Parallel

dazu wurde die Temperatur in 200 m Höhe und die übrigen Wetterdaten[1] am Erdboden gemessen[2].

Die Myonrate wurde gemäß Gleichung 6.3 iterativ auf einen Druck von $p_0 = 1013\ hPa$ und eine Temperatur von $T_0 = 0\ °C$ normiert. Nach Korrektur der Temperaturabhängigkeit gibt Abbildung 6.2 den angesetzten linearen Zusammenhang von Myonrate und Luftdruck gut wieder. Für die berechnete Ausgleichsgerade gilt

$$R = \left(3182.4 - 1.981\ \frac{1}{hPa} \cdot p\right)\ \frac{1}{h}\quad , \tag{6.4}$$

der gemessene **Druckkoeffizient** beträgt

$$A = (-0.168 \pm 0.037)\ \frac{\%}{hPa}\quad . \tag{6.5}$$

Der Wert liegt zwischen Abschätzungen von OLBERT, $A = -0.134\ \frac{\%}{hPa}$ und TREFALL [Trefall 55], $A = -0.187\ \frac{\%}{hPa}$.

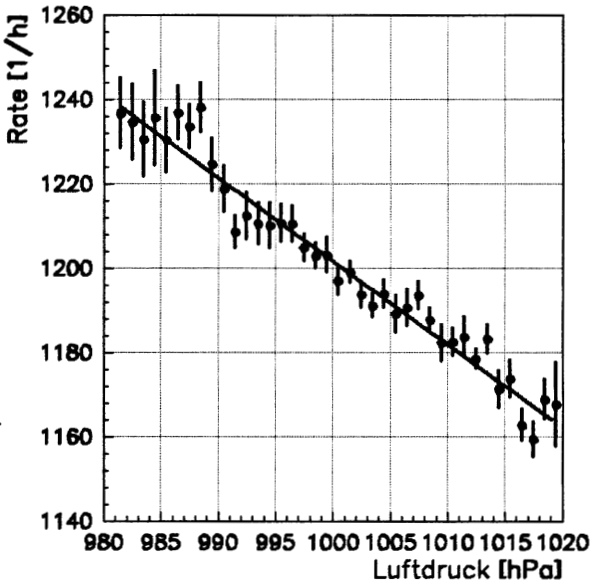

Abbildung 6.2: Mittlere Myonrate über Luftdruck. Normiert auf $T_0 = 0\ °C$.

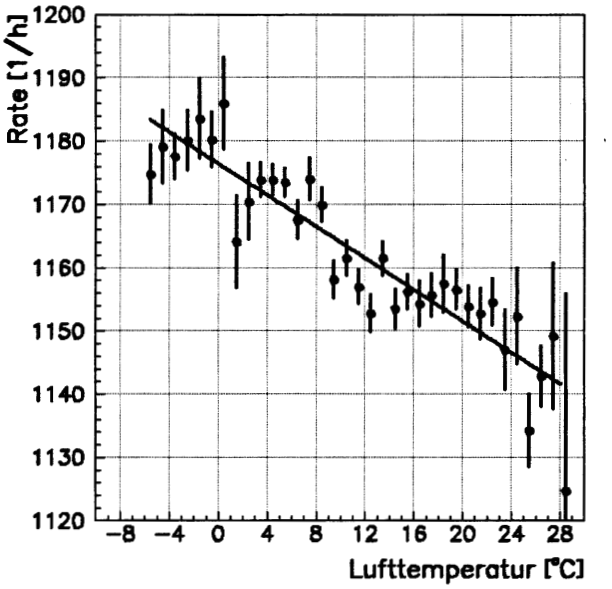

Abbildung 6.3: Mittlere Myonrate über Lufttemperatur. Normiert auf $p_0 = 1013\ hPa$.

Werden umgekehrt die gemessenen Daten auf ihre Druckabhängigkeit korrigiert, so wird die erwartete Korrelation zwischen Myonrate und Lufttemperatur durch die in Abbildung 6.3 aufgetragenen Ergebnisse bestätigt. Die Ausgleichsrechnung ergibt

$$R = \left(1176.5 - 1.243\ \frac{1}{°C} \cdot T\right)\ \frac{1}{h}\quad , \tag{6.6}$$

und für den gemessenen **Temperaturkoeffizienten** gilt

$$B = (-0.106 \pm 0.034)\ \frac{\%}{°C}\quad . \tag{6.7}$$

[1] Luftdruck, Taupunkt und Niederschlagsmenge.

[2] Die Wetterdaten wurden dankenswerterweise vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung des Kernforschungszentrums Karlsruhe zur Verfügung gestellt.

Dieser Wert ist größer als der von OLBERT berechnete Koeffizient $B = -0.059\ \frac{\%}{^oC}$. Die Abweichung ist auf die unterschiedliche Höhe von Messung und Rechnung zurückzuführen. OLBERT führte seine Rechnungen für eine Massenbelegung von 400 $\frac{g}{cm^2}$ aus.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Meßergebnisse die theoretischen Rechnungen bestätigen.

Desweiteren wurde die Myonrate auf eine Abhängigkeit von Taupunkt und Niederschlagsmenge hin untersucht. Eine solche könnte man erwarten, da sich bei feuchter Luft durch die Beimischung von Wasser sowohl das Verhältnis $\frac{Z}{A}$ als auch die Dichte ändert. Beide beeinflussen den spezifischen Energieverlust, für den nach Gleichung 2.1 $\frac{dE}{dx} \propto \rho \frac{Z}{A}$ gilt. Die Dichte feuchter Luft läßt sich durch den Ansatz

$$\rho = \frac{p}{R\,T}\left(1 - \frac{5}{8}\,\frac{c \cdot 10^{\frac{a\,\tau}{b+\tau}}}{p}\right) \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} a{=}7.5 \\ b{=}235.0 \\ c{=}6.107 \end{matrix} \quad . \tag{6.8}$$

beschreiben. Hierbei sind a, b und c empirisch bestimmte Konstanten [Warnecke 91]. Feuchte Luft ist also leichter als trockene. Der Taupunkt τ ist ein Maß für die Luftfeuchtigkeit bei einer Temperatur T, für die Umrechnung in relative Luftfeuchtigkeit f gilt der Zusammenhang

$$f(T,\tau) = 10^{\left(\frac{a\,\tau}{b+\tau} - \frac{a\,T}{b+T}\right)} \cdot 100\ [\%] \quad . \tag{6.9}$$

Die auf Druck und Temperatur korrigierten Meßwerte lassen keine Korrelation zwischen Myonrate und Taupunkt bzw. Niederschlagsmenge erkennen, wie die Raten in Abbildung 6.4 zeigen.

Die diskutierten Daten beruhen auf einer Meßzeit von nur 5 Monaten. Es besteht deshalb die Möglichkeit, daß die Ergebnisse durch jahreszeitlich korrelierte Effekte verfälscht wurden. Eine endgültige Aussage über die Wetterabhängigkeit der Myonrate erlaubt daher nur eine längere, im Idealfall mehrjährige Messung.

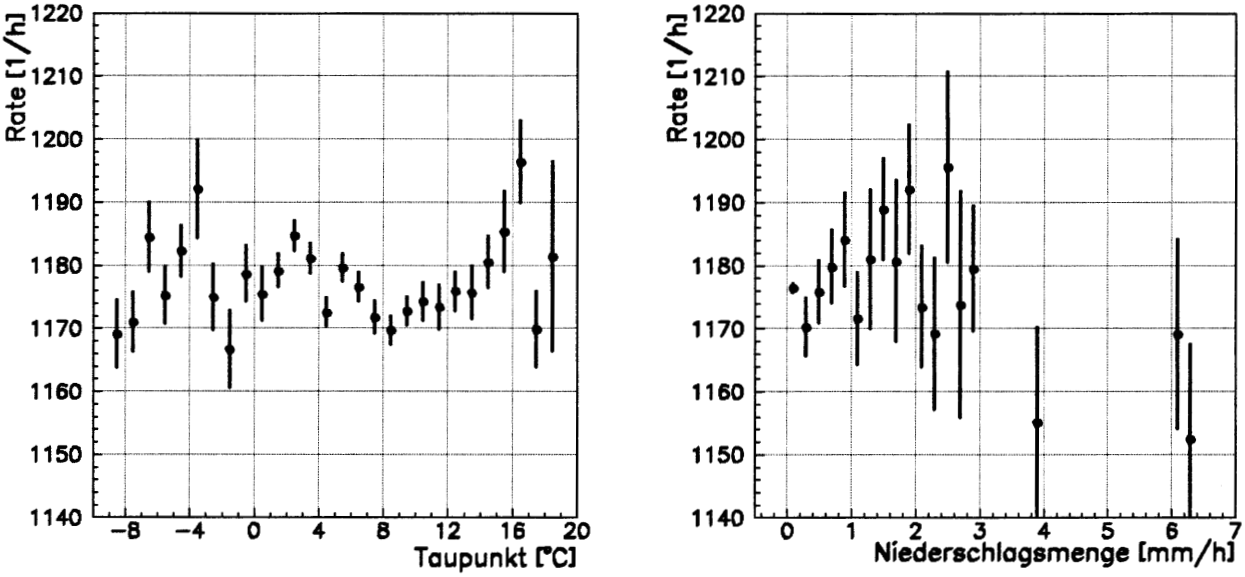

Abbildung 6.4: Mittlere Myonrate über Taupunkt und Niederschlagsmenge. Normiert auf $p_0 = 1013\ hPa$ und $T_0 = 0\ ^oC$.

6.2 Örtliche Anisotropie

Das Triggersystem des Detektorprüfstandes stellt ein Zenitteleskop für Myonen dar. Im Laufe eines Tages dreht sich das Teleskop als Folge der Erdrotation unter dem Sternhimmel, der Sichtbereich beschreibt damit einen Kreis auf der Himmelskugel bei $\delta = 49°$ Deklination. Aufgrund der Winkelauflösung von 7° wird das in Abbildung 6.5 schattierte Band überstrichen.

In diesem Bereich wurde eine Himmelsdurchmusterung zur Suche nach Anisotropien des Myonflusses durchgeführt. Anisotropien sekundärer, niederenergetischer Myonen könnten durch räumliche Schwankungen der Intensität der primären kosmischen Strahlung bei höher-

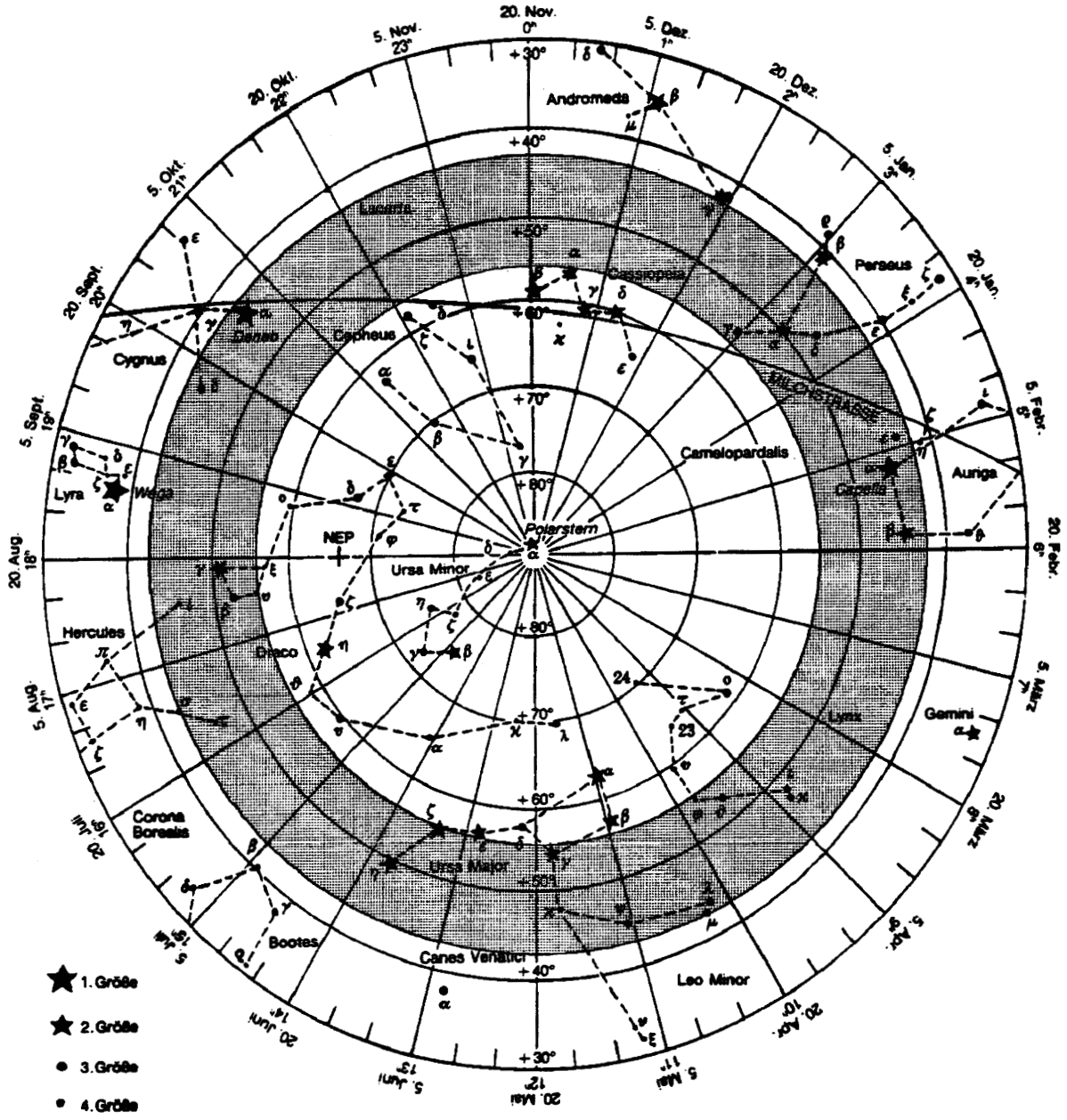

Abbildung 6.5: Karte des nördlichen Sternhimmels (aus [Astro 90]). Der schraffierte Bereich wird vom Zenitteleskop überstrichen.

en Energien verursacht werden. Bei diesen Anisotropien könnte es sich zum einen um Senken handeln, die durch Abschattung infolge des galaktischen Magnetfeldes innerhalb des lokalen Spiralarmes unserer Galaxie entstehen. Zum anderen könnten nahegelegene Punktquellen einen erhöhten Myonfluß verursachen. Weiter entfernte Punktquellen können sich nur durch ihre emittierten γ–Quanten bemerkbar machen, da geladene Teilchen durch die intergalaktischen Magnetfelder abgelenkt werden. In der Erdatmosphäre können hochenergetische γ–Quanten durch direkte Paarerzeugung Myonen bilden. Damit können sich die γ–Punktquellen aus dem isotropen Untergrund abheben.

Die nachgewiesenen Myonen können mit Hilfe ihrer Ankunftszeit einem Punkt auf der Himmelskugel zugeordnet werden. Der beobachtete Bereich wird in Intervalle von 15′ Rektaszension unterteilt. Die Genauigkeit bei der Messung des Flusses wird durch die Anzahl der nachgewiesenen Myonen begrenzt. Mit der zur Verfügung stehenden Datenmenge enthält ein Intervall ungefähr 34 000 Einträge, dies führt zu einer Standardabweichung von 0.54%.

Zum besseren Verständnis der Beobachtungen wurden zunächst Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurde ein isotroper Myonfluß angenommen, der normalverteilt mit der durch die Messungen gegebenen Standardabweichung um seinen Mittelwert streut. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.6 wiedergegeben. Der isotrope Hintergrund wurde zur Veranschaulichung durch hypothetische Punktquellen unterschiedlicher Intensität erhöht. Diese Quellen wurden durch die begrenzte Winkelauflösung des Teleskopes verbreitert, in Abbildung 6.6 wird dies durch die eingetragenen Normalverteilungen angedeutet. Der Nachweis einer Punktquelle gelingt, wenn mindestens drei Meßpunkte eine signifikante Abweichung vom Mittelwert zeigen. Anhand der eingezeichneten Anisotropien erkennt man, daß bei der vorhandenen Datenmenge Abweichungen unter 0.5% nicht mehr vom Untergrund zu trennen sind.

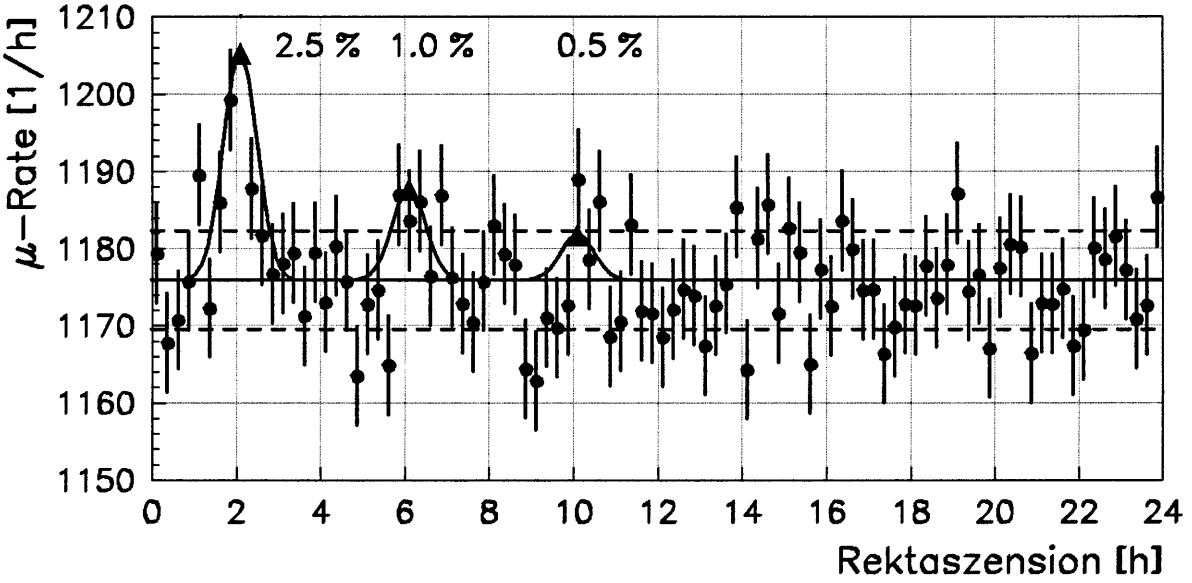

Abbildung 6.6: Simulation der Auflösung zur Bestimmung von Anisotropien des Myonflusses. An den bezeichneten Stellen (▲) wurden Punktquellen mit den angegebenen Anisotropien angenommen.

Die gemessenen, mittleren Myonraten sind in Abbildung 6.7 aufgetragen. Sie sind auf einen Druck von $p_0 = 1013\ hPa$ und eine Temperatur von $T_0 = 0\ °C$ normiert. Zur Orientierung ist ein 1σ–Fehlerband eingezeichnet. Ähnliche Messungen wurden von POIRIER durchgeführt [Poirier 93], seine Ergebnisse sind in der Abbildung ebenfalls eingetragen.

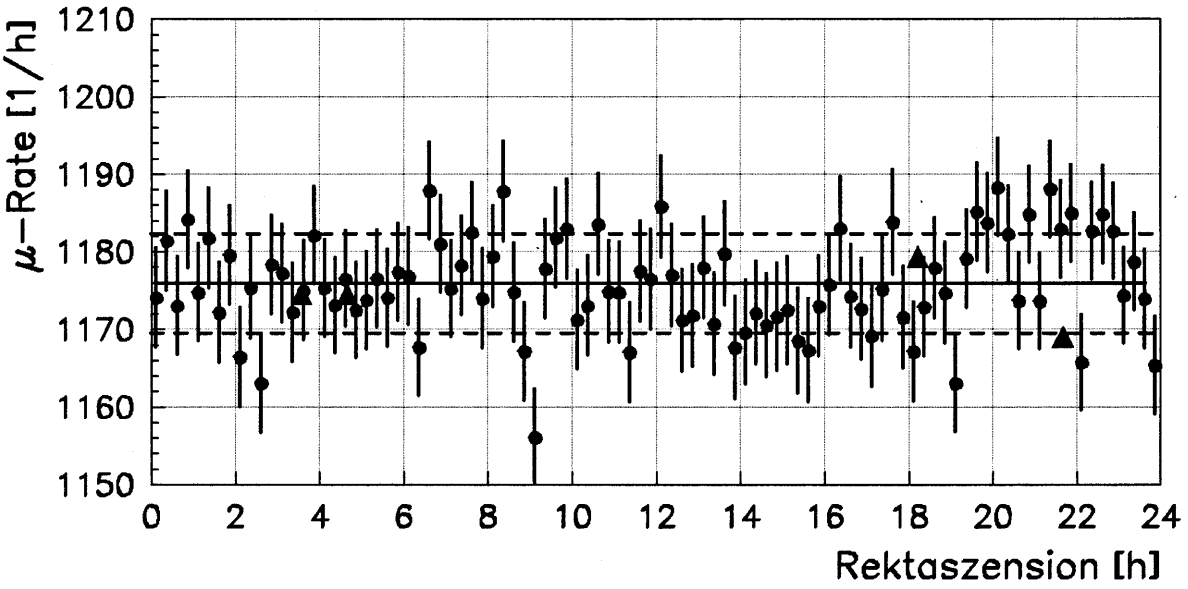

Abbildung 6.7: Gemessener Myonfluß für 49° Deklination. Normiert auf $T_0 = 0\ °C$ und $p_0 = 1013\ hPa$. Zusätzlich sind Ergebnisse aus [Poirier 93] eingetragen (▲).

Um mögliche Anisotropien unterschiedlicher Größe besser verifizieren zu können, wurde eine Glättung der Ergebnisse durchgeführt. Dabei wurden zunächst jeweils 3 Intervalle zusammengefaßt und ein Mittelwert gebildet. Aufgrund der Winkelauflösung des Teleskopes werden punktförmige Anisotropien dadurch besser hervorgehoben. Großflächige Strukturen am Himmel heben sich vom Untergrund besser ab, wenn über größere Bereiche gemittelt wird. Deshalb wurde das Verfahren wiederholt durchgeführt und bis zu 9 benachbarte Intervalle zusammengefaßt, wie in Tabelle 6.1 aufgeführt. Dort ist die Anzahl N der 15′–Intervalle, über die gemittelt wurde, neben dem daraus resultierenden Rektaszensionsintervall $\Delta\alpha$ angegeben. Für eine bestimmte Intervallbreite wurde jeweils die größte Abweichung des Flusses von seinem Mittelwert ermittelt, Ort und Signifikanz sind in der Tabelle angegeben. Die Wahrscheinlichkeit p, daß bei einer gaußförmigen Verteilung die Abweichung vom Mittelwert zufällig auftritt, ist in der 4. Spalte der Tabelle aufgeführt.

Intervallbreite		Max. Fluß				Min. Fluß			
N	$\Delta\alpha$	Rekt.	Abw.	Sign.	p	Rekt.	Abw.	Sign.	p
3	$45'$	$19h53'$	+0.8%	2.7σ	10.6%	$8h53'$	−0.8%	-2.7σ	10.6%
5	$1h15'$	$19h53'$	+0.7%	2.7σ	6.5%	$15h08'$	−0.5%	-2.0σ	35.8%
7	$1h45'$	$20h38'$	+0.6%	2.7σ	4.7%	$14h53'$	−0.5%	-2.3σ	13.8%
9	$2h15'$	$20h53'$	+0.6%	3.1σ	1.1%	$14h53'$	−0.5%	-2.6σ	4.9%

Tabelle 6.1: Anisotropie des Myonflusses für 49° Deklination. Für verschiedene Rektaszensionsintervalle sind die jeweils größten Abweichungen vom Mittelwert angegeben.

Man sieht, daß sich bei etwa $20h$ Rektaszension im Sternbild Cygnus mit geringer Signifikanz eine mögliche Punktquelle mit +0.8% Myonüberschuß andeutet. Um $21h$ Rektaszension in Richtung unseres lokalen Milchstraßenarmes läßt sich eine großflächige Struktur mit einer Anisotropie von +0.6% erkennen. Ob es sich um einen echten physikalischen Effekt handelt, oder ob es nur eine statistische Schwankung ist, müssen die andauernden Messungen zeigen.

Mit geringer Signifikanz wurden auch Senken des Myonflusses gefunden. Aufgrund der noch kleinen Datenmenge muß man jedoch davon ausgehen, daß die gemessenen Flüsse innerhalb der statistischen Schwankungen liegen.

6.3 Zeitliche Schwankungen

Die Suche nach zeitlichen Änderungen des Flusses wurde für jedes der 96 Rektaszensionsintervalle getrennt durchgeführt. Dazu wurden Verteilungen für die Myonrate pro Minute aufgenommen. In Abbildung 6.8 ist eine typische Verteilung aufgetragen. Die Raten streuen statistisch um einen Mittelwert und man erwartet für ihre Häufigkeiten eine Poisson-Verteilung. Eine solche wurde an die Meßdaten angepaßt. Dabei wurde festgestellt, daß die Daten von der erwarteten Funktion abweichen. Die gemessenen Verteilungen sind schmäler als die Poissonverteilungen, die sich aufgrund der Mittelwerte ergeben. Dieser Effekt konnte bisher nicht geklärt werden. Ein apparativer Einfluß kann weitgehend ausgeschlossen werden, insbesondere ist die Totzeit kleiner als 1%.

In allen Rektaszensionsintervallen wurde nach plötzlich auftretenden Stößen im Myonfluß („Bursts“) gesucht. Ein solches Phänomen beobachtet man im Fluß der γ-Strahlung im GeV-Bereich, das noch nicht verstanden ist (z.B. [EASTOP 92], [Higdon 92]). In den 96 Spektren der Myonrate konnte eine solche Anomalie nicht nachgewiesen werden. Die größte gefundene Abweichung liegt noch innerhalb der statistischen Schwankungen, sie ist in Abbildung 6.9 gezeigt.

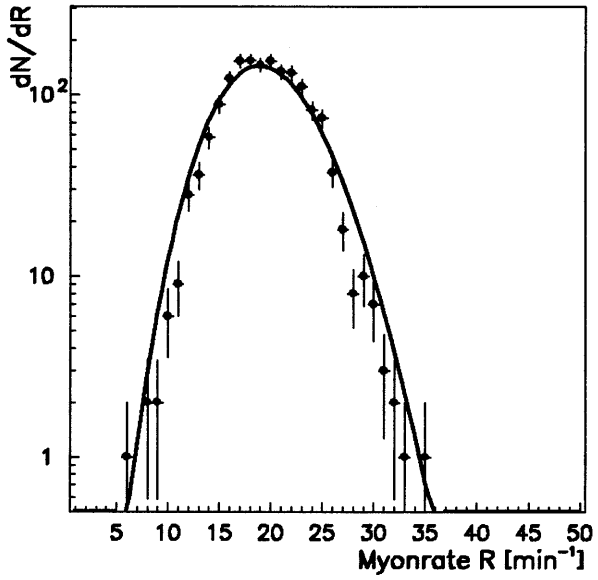

Abbildung 6.8: Verteilung der Myonrate pro Minute für das Intervall $15h38' \pm 7.5'$ Rektaszension.

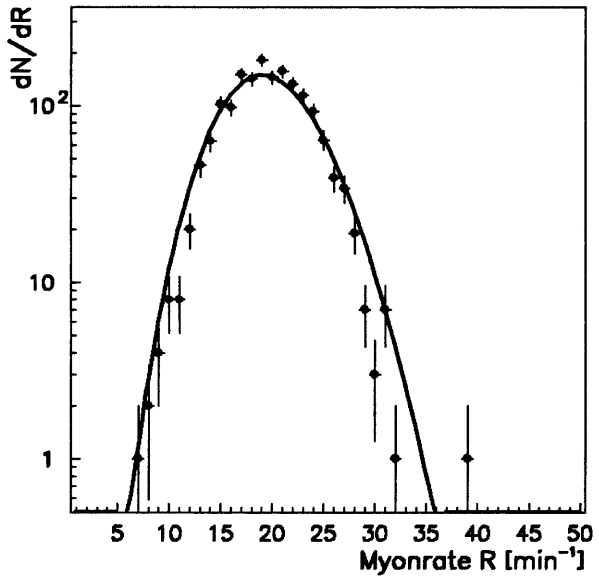

Abbildung 6.9: Verteilung der Myonrate pro Minute für das Intervall $13h23' \pm 7.5'$ Rektaszension.

Da der Detektorprüfstand in den kommenden Jahren permanent Myonraten aufzeichnen wird, lassen sich die diskutierten Ergebnisse durch eine höhere Statistik verbessern. Einflüsse des Wetters auf die Myonrate durch jahreszeitlich korrelierte Effekte kann man dann weitgehend ausschließen. Die Anisotropie des Myonflusses wird in 2 Jahren auf etwa 0.2% genau bestimmt werden können.

7

Zusammenfassung und Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen:

I. Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer Methode zur Energieeichung der 10 000 TMS–Ionisationskammern, mit denen das KASCADE–Zentralkalorimeter bestückt wird. Hierzu wurde ein Detektorprüfstand aufgebaut, der die Kalibration mit Myonen der Höhenstrahlung erlaubt. Die durchgeführten Simulationsrechnungen zeigen, daß sein Triggersystem wie gefordert im wesentlichen nur Myonen akzeptiert.

   Die Methoden zur Bestimmung der beiden Kalibrationskonstanten, der Kammerdicke und der Lebensdauer der freien Elektronen, wurden durch Messungen verifiziert. Der mittlere Fehler bei der Energieeichung beträgt für eine einzelne Kammer etwa 5%. Mit der Serienprüfung der Kammern wurde begonnen. Durch Messung von über 1500 Kammern wurde gezeigt, daß der Aufbau den Anforderungen genügt, insbesondere liegt der Durchsatz von 16 Kammern pro Tag über der mittleren Produktionsrate der Kammern.

   Der Vergleich mit den Meßergebnissen von stark ionisierenden Teilchen ergab, daß sich die Rekombination von Elektronen im Feld einer Linienladung parallel zu einem äußeren elektrischen Feld näherungsweise durch die ONSAGER–Theorie beschreiben läßt.

II. Zur Rekonstruktion von Myonspuren im Zentralkalorimeter wurden verschiedene Algorithmen entwickelt. Sie beziehen Informationen aus den Myonkammern, dem Detektorarray und dem Hadronkalorimeter ein. Insbesondere zeigen die Simulationsrechnungen, daß eine Separation von Myonen und Rekonstruktion ihrer Spuren mit den Daten der Ionisationskammern im Zentralkalorimeter möglich sein wird. Für diese Rekonstruktionsmethode wurden die Simulationsergebnisse mit Messungen am Detektorprüfstand bestätigt.

   Eine mögliche Anwendung wurde am Beispiel der Energieeichung der Ionisationskammern im KASCADE–Zentralkalorimeter diskutiert. Die Ergebnisse zeigen, daß die Kalibration der Kammern während des normalen Meßbetriebes möglich sein wird. Eine weitere Anwendung wäre die Durchführung einer Himmelsdurchmusterung zur Suche nach zeitlichen und örtlichen Anisotropien der Teilchenflüsse.

III. Mit dem Triggersystem des Detektorprüfstandes wurden örtliche und zeitliche Änderungen des Myonflusses untersucht. Dazu wurde die Abhängigkeit der Myonrate von atmosphärischen Parametern gemessen. Der Druckkoeffizient wurde zu $A = -0.168\ \frac{\%}{hPa}$

und der Temperaturkoeffizient zu $B = -0.106 \frac{\%}{^oC}$ bestimmt. Eine Abhängigkeit vom Wassergehalt der Luft konnte nicht festgestellt werden.

Eine durchgeführte Himmelsdurchmusterung zeigt, daß die Anisotropie des Myonflusses im Bereich um $\delta = 49^o$ Deklination kleiner als 0.5% ist. Durch weitere Messungen in den nächsten 2 Jahren können Anisotropien bis etwa 0.2% erkannt werden. Es wurde keine zeitliche Variation beobachtet, die Raten pro Intervall mit einer Breite von 15′ Rektaszension waren konstant, insbesondere wurden keine „Bursts“ beobachtet.

Mit dem KASCADE–Experiment lassen sich diese Ergebnisse durch eine größere Datenmenge weiter verbessern, insbesondere wird es möglich sein, eine Himmelsdurchmusterung durchzuführen, die nicht mehr auf den Zenit beschränkt sein wird.

ausgelesen. Anhand dieses Bitmusters kann der getroffene Kanal der Ionisationskammern ermittelt werden. Schließlich wird durch Rücksetzen der Kippstufe ⑬ der Eingang des Diskriminators ② wieder freigegeben.

Zur Adaption der unterschiedlichen Spannungspegel dienen die Pegelumsetzer ⑥, ⑧, ⑩ und ⑪.

A.2 Hochspannungsversorgung

Die im Experiment benötigten Hochspannungen werden von zwei Hochspannungsnetzgeräten ⑳ der Firma CAEN, Modell SY 127, bereitgestellt. Jedes dieser Netzgeräte kann Einschübe für bis zu 40 elektronische Kanäle aufnehmen. Die Parameter aller Hochspannungskanäle sind unabhängig voneinander rechnergesteuert einstellbar.

Die Photomultiplier werden direkt von 16 Hochspannungskanälen versorgt.

32 Kanäle stehen für die Ionisationskammern zur Verfügung. Die Spannung am Ausgang des Netzgerätes weist eine gewisse Restwelligkeit auf, die das elektronische Verstärkerrauschen erhöhen würde. Deshalb wird sie zunächst über ein Siebmodul geführt. Dieses befindet sich in der Zuleitung zur Ionisationskammer und besteht aus einem RC–Tiefpaßfilter. Um die Einkopplung von Störungen zu unterdrücken, wird die Kammermasse im Siebmodul über einen Widerstand von 50 Ω mit der Masse des Netzgerätes verbunden. In einem auf der Ionisationskammer montierten Elektronikgehäuse wird die Hochspannung durch ein weiteres RC–Tiefpaßfilter geglättet und gelangt über einen 150 $M\Omega$ Arbeitswiderstand zum Detektor. Die Filter bewirken zusammen mit der Induktivität der Zuleitungen eine ausreichende Glättung der Detektorhochspannung. Die Filterung der Hochspannung ist in Abbildung A.2 dargestellt.

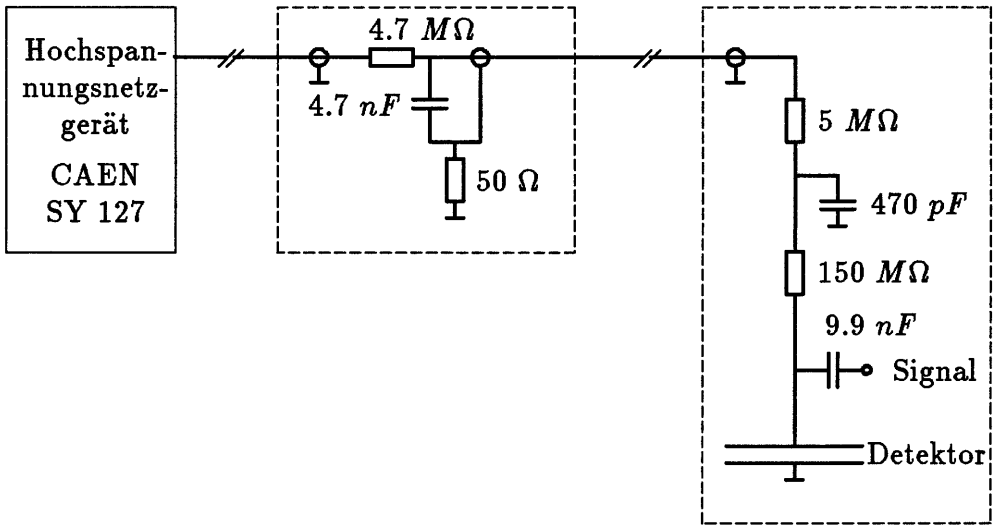

Abbildung A.2: Hochspannungsversorgung für eine Ionisationskammer (nach [Keim 93]).

Anhang A

Die Elektronik

Die Elektronik des Prüfstandes gliedert sich in die vier Hauptgruppen: Trigger, Hochspannungsversorgung, Signalverarbeitung und Experimentsteuerung. Abbildung A.1 zeigt die gesamte Elektronik in einer Übersicht. Beim Aufbau wurde auf genormte Überrahmen der Systeme NIM, CAMAC und VME zurückgegriffen. Die einzelnen Hauptgruppen werden im folgenden detailliert beschrieben.

A.1 Trigger

Die 16 Photomultiplier ①[1] vom Typ EMI 9814 werden über einen 16–Kanal Diskriminator ② der Firma Phillips, Modell 7106, ausgelesen. Dieser besitzt einen Summenausgang, an welchem ein zur Anzahl der aktiven Kanäle proportionales Signal anliegt. Dieses wird von einem zweiten Diskriminator ⑤ (Le Croy 621 L) ausgewertet. Haben mehr als drei Zähler in Koinzidenz angesprochen, werden die beiden Ausgänge des Diskriminators aktiv. Zum einen hält die monostabile Kippstufe ⑦ für maximal 10 *ms* das Bitmuster am Ausgang des Diskriminators ① fest, zum anderen erhält die Memory Lookup Unit ③ ein Steuersignal.

Zur Kontrolle können die freilaufenden Zählraten der einzelnen Triggerzähler über einen 24–Bit Zähler ④ (Le Croy 4434) gemessen werden.

Die Memory Lookup Unit (MLU) ③ der Firma Le Croy, Modell 2372, ist die zentrale Einheit der Triggerelektronik. In dieser Einheit wird über die Gültigkeit eines Ereignisses entschieden. Die MLU ist ein programmierbarer 2^{16}–Bit Halbleiterspeicher. Das am Eingang anliegende Bitmuster wird als Speicheradresse interpretiert, das Ausgangssignal entspricht dem Wert, des unter dieser Adresse gespeicherten Bits. Durch Anlegen eines Steuersignales am Eingang „Enable“ wird die MLU aktiviert.

Im Falle eines gültigen Ereignisses wird die Signalverarbeitung ㊱ aktiviert[2]. Parallel hierzu wird die bistabile Kippstufe ⑨ gesetzt. Diese leitet im Experimentrechner[3] ㊵ die Ereignisbearbeitung ein. Das Erkennen eines gültigen Ereignisses wird durch Rücksetzen der Kippstufe ⑨ quittiert. Über das Output–Register ⑫, eine Eigenentwicklung des Institutes [Keim 93], werden durch Setzen der bistabilen Kippstufe ⑬ die Eingänge des Diskriminators ② gesperrt. Das am Ausgang des Diskriminators anliegende Bitmuster wird durch Rücksetzen der Kippstufe ⑦ gespeichert. Die Bitmuster der MLU ③ und des Diskriminators ② werden

[1] Diese Angabe bezieht sich auf die Nummer des Modules im Blockschaltbild A.1.

[2] Siehe Abschnitt A.3.

[3] Siehe Abschnitt A.4.

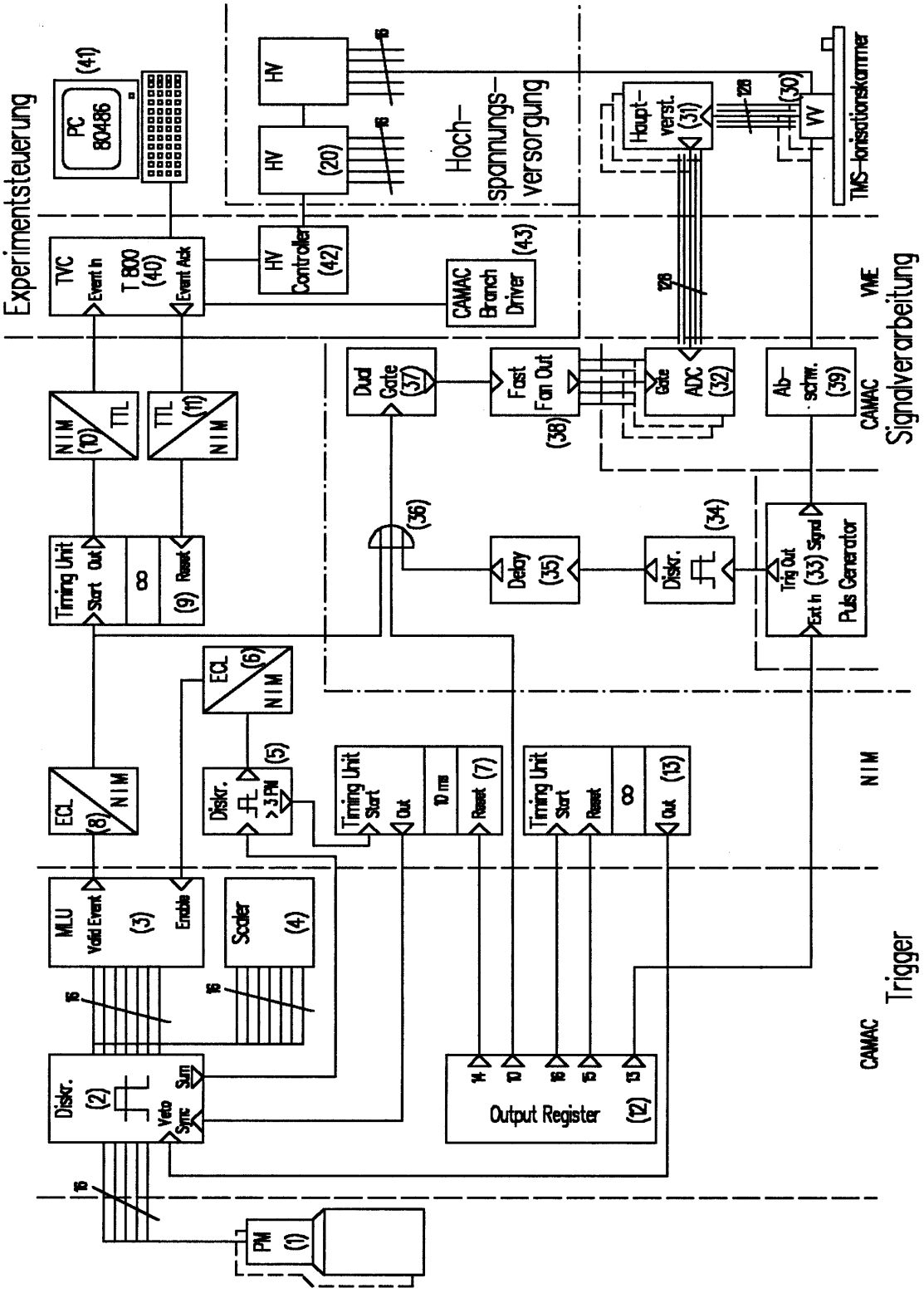

Abbildung A.1: Blockschaltbild der Elektronik des Prüfstandes. Die Elektronik gliedert sich in die vier Bereiche Trigger, Hochspannungsversorgung, Signalverarbeitung und Experimentsteuerung; durch (– · – ·) abgegrenzt. Die unterschiedlichen Normen für die Überrahmen sind durch (– –) getrennt.

A.3 Signalverarbeitung

Vorverstärker

Die nachweisbare Ladung in einer Ionisationskammer bei einem Myonereignis liegt in der Größenordnung von 0.5 fC. Die Messung solch kleiner Signale erfordert eine spezielle, rauscharme Verstärkerelektronik, welche in Abbildung A.3 dargestellt ist.

Das Detektorsignal wird über drei parallelgeschaltete 3.3 nF–Keramik–Koppelkondensatoren $C1$ dem Eingang des Vorverstärkers zugeführt. Über den 12 pF–Kondensator $C2$ kann zum Test und zur Kalibration ein Spannungspuls eingekoppelt werden.

Der Vorverstärker ㉚ ist in einem Aluminiumgehäuse direkt auf der Ionisationskammer montiert. Am Eingang des Vorverstärkers [Keim 93] dienen zwei parallelgeschaltete Toshiba 2 SK 371 GR Feldeffekttransistoren[4] als Impendanzwandler. Diese bilden zusammen mit dem dahintergeschalteten, kapazitiv rückgekoppelten, Operationsverstärker $OP1$ die erste Verstärkerstufe. Das Signal wird im RC–Glied $R6, C6$ differenziert. Hierdurch werden niederfrequente Störimpulse, die z.B. durch Mikrophonie erzeugt wurden, unterdrückt. Der über einen T–Brückenintegrator rückgekoppelte Operationsverstärker $OP2$ dient als aktives Differenzier– und Integrierglied zur Pulsformung. Dieses Bandpaßfilter reduziert das elektronische Rauschen. Es besitzt zusammen mit dem davorgeschalteten Differenzierglied eine

[4] Im Schaltbild ist der Übersichlichkeit halber nur ein FET eingezeichnet.

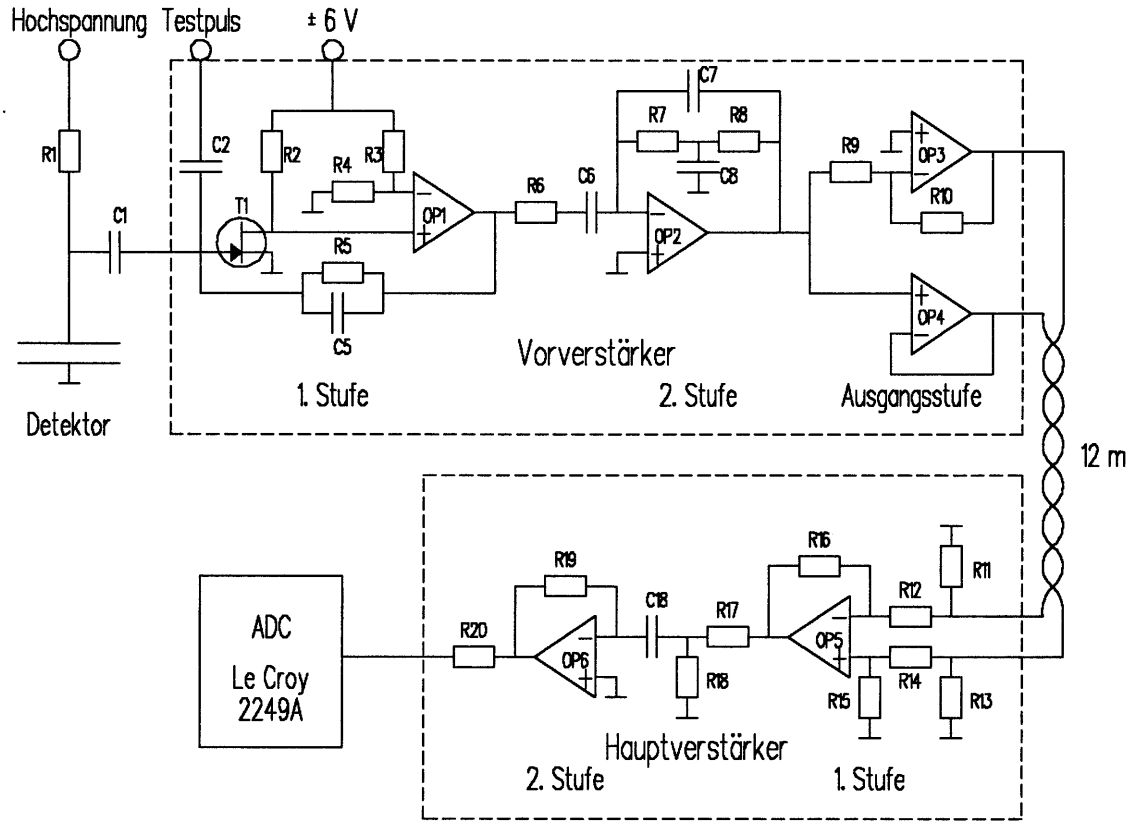

Abbildung A.3: Elektronischer Signalweg (nach [Keim 93]).

Anhang B

Das Datennahmeprogramm

Der Detektorprüfstand wird durch ein paralleles C–Programm auf einem INMOS T–800 Transputer gesteuert. Das von J. GASTROP [Gastrop 93b] entwickelte Datennahmeprogramm wurde erweitert[1]. Es besteht im Endausbau aus vier parallel arbeitenden Prozessen unterschiedlicher Priorität (siehe Abbildung B.1): Ein Trigger–Prozeß mit hoher Priorität, sowie ein Menü–, ein Kontroll– und ein Hochspannungskontrollprozeß mit niederer Priorität.

Ein gültiges Ereignis wird vom Trigger über den „Event In"–Eingang des TVC dem **Trigger–Prozeß** gemeldet. Der Prozeß wird aktiv und liest die Daten der Ionisationskammern zusammen mit der Triggerinformation über den CAMAC–Bus aus. Diese Rohdaten werden in einem Ringspeicher (FIFO)[2] an den Kontrollprozeß übergeben.

Im **Kontroll–Prozeß** werden die ankommenden Rohdaten mit Hilfe der Triggerinformation in Histogramme einsortiert. Zusätzlich werden sie in einem zweiten Ringspeicher an den

[1] Als Entwicklungsumgebung diente das INMOS IMS D7214 ANSI C Toolset.
[2] First In – First Out

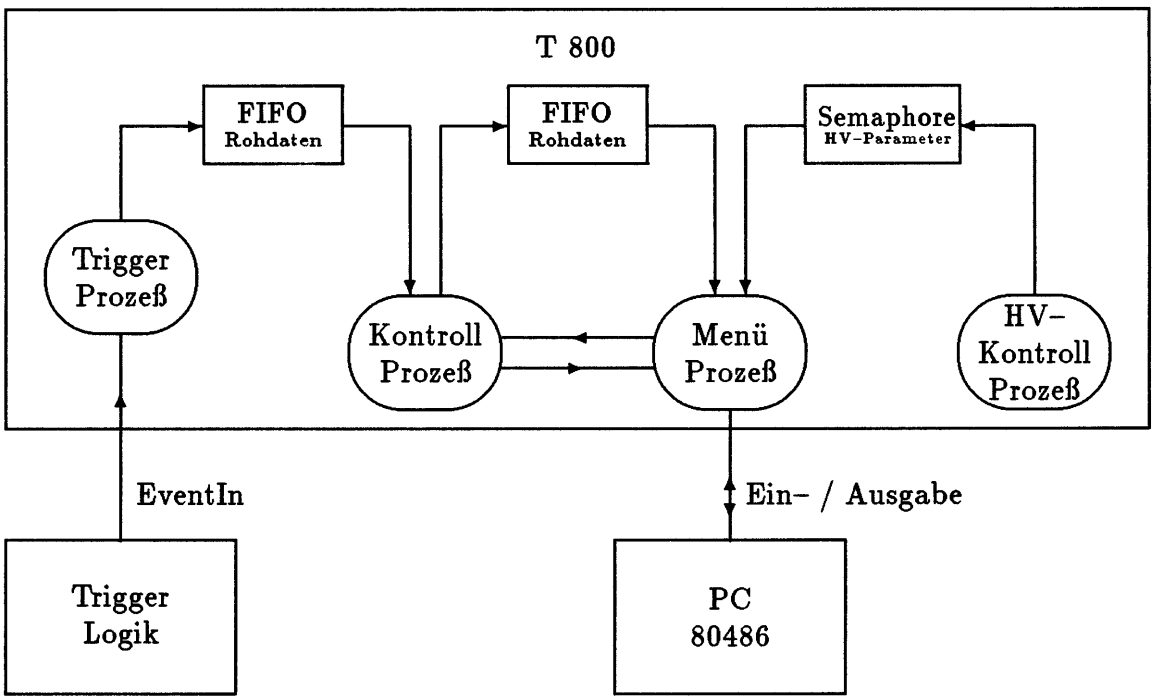

Abbildung B.1: Das Datennahmeprogramm auf dem Transputer. Die Graphik veranschaulicht das Zusammenwirken der vier parallel arbeitenden Prozesse unterschiedlicher Priorität.

Zeitkonstante von $\tau \approx 2.2\ \mu s$. Die unipolaren Ausgangspulse werden durch eine Treiberstufe, bestehend aus den Operationsverstärkern $OP3$ und $OP4$, über ein etwa 12 m langes Twisted–Pair–Kabel differentiell dem Hauptverstärker zugeführt.

Hauptverstärker

Als Hauptverstärker dienen modifizierte Module des CELLO–Experimentes [Keim 81]. Im Hauptverstärker ㉛ wird das ankommende Signal durch einen Differenzverstärker ($OP5$) über einen Spannungsteiler ($R17$,$R18$) gleichspannungsentkoppelt ($C18$) einem linearen Verstärker ($OP6$) zugeführt. Dadurch werden alle Einkopplungen auf das Verbindungskabel herausgefiltert. Die Pulse werden in einem ladungsempfindlichen Analog–Digital–Wandler ㉜ der Firma Le Croy, Typ 2249 A, mit einem Integrationsfenster von 100 ns, digitalisiert.

Zur Verarbeitung der Signale aller installierten Kammern stehen insgesammt 128 elektronische Kanäle zur Verfügung. Im Falle eines gültigen Ereignisses werden alle Kanäle parallel digitalisiert und über den CAMAC–Bus ausgelesen.

Die Einstellung des Zeitfensters zur Ladungsintegration in den Analog–Digital–Konvertern erfolgt in einem Dual–Gate–Generator (Le Croy 222) ㊲. Dieser kann über ein ODER–Gatter ㊱ zu drei Zwecken angesteuert werden:

I. Zum Auslesen eines gültigen Myonereignisses kommt ein Steuerimpuls von der MLU ③.

II. Zur Bestimmung des Ladungsnullpunktes bei der Kalibration kann der Gate–Generator über ein CAMAC–Output–Register ⑫ angesteuert werden.

III. Bei der elektronischen Kalibration ist eine Ansteuerung durch den Trigger–Ausgang des Pulsgenerators ㉝ möglich[5].

Elektronische Kalibration

Für die rechnergesteuerte elektronische Kalibration wird ein Pulsgenerator ㉝ (Hewlett Packard 8112 A) durch ein CAMAC–Output–Register ⑫ getriggert. Das Ausgangssignal wird über einen programmierbaren Abschwächer ㊴, eine Entwicklung von H. KEIM [Keim 93], dem Testpulseingang des Vorverstärkers ㉚ zugeführt.

A.4 Experimentsteuerung

Die Steuerung des Experimentes erfolgt durch einen INMOS T800 Transputer, einem 32–Bit Prozessor mit einer Taktfrequenz von 20 MHz und 4 MB RAM–Speicher. Dieser ist das Herzstück eines, vom IfH Zeuthen entwickelten, Transputer–Based–VME–Controllers (TVC) ㊵. Ein gültiges Ereignis wird vom Trigger über einen Interrupt–Eingang des TVC dem Datennahmeprogramm gemeldet.

Über den VME–Bus werden zwei Module angesprochen:
Eine Kontrolleinheit ㊷ (CAEN A 200) dient zur Kommunikation mit den beiden Hochspannungsnetzgeräten ⑳.

[5] Der Diskriminator ㉞ dient hier als Pegelumsetzer.

Über einen CAMAC–Bus–Treiber ㊸ der Firma Creative Elektronic Systems, Modell CBD 8210, erfolgt die Kommunikation mit einem CAMAC–Überrahmen. Dieser enthält Module für den Trigger und die Signalverarbeitung.

Als Host–Rechner für den TVC wird ein PC ㊶ (Intel 80486, 33 MHz) mit einer 210 MB–Festplatte eingesetzt. Zur Analyse werden die Daten auf einen Großrechner (IBM 3090) über ein lokales Netzwerk transferiert.

Menüprozeß weitergegeben. Der Kontroll–Prozeß steuert und überwacht die Meßzyklen der einzelnen Kammern. Die Hochspannungsparameter werden von hier aus gesetzt und die elektronische Kalibration wird durchgeführt. Die kompletten Spektren werden dem Menü–Prozeß übergeben.

Vom **Menü–Prozeß** werden die anfallenden Daten auf der Festplatte des Hostrechners abgelegt. Die Kommunikation mit dem Benutzer erfolgt ausschließlich über diesen Prozeß. Die aufgenommenen Pulshöhenverteilungen können direkt graphisch dargestellt werden.

Der **Hochspannungs–Kontroll–Prozeß** überwacht die Funktion der Hochspannungsversorgung und stellt die aktuellen Hochspannungsparameter über einen gemeinsam genutzten Speicher (Semaphore) dem Menü–Prozeß zur Verfügung.

Dieses Datennahmeprogramm erlaubt unabhängige, parallele, frei programmierbare Meßzyklen für alle 32 Ionisationskammern. Die Messungen werden vollautomatisch durchgeführt, ein Eingreifen des Benutzers ist nur zu Beginn und Ende eines Meßzyklus notwendig.

Anhang C

Ergänzungen zur Dickenmessung

C.1 Zusammenhang zwischen Kapazität und Dicke

Zur Bestimmung der Kammerdicke wird eine Kammer als doppelter Plattenkondensator angenähert. Aufgrund der herstellungsbedingten Unebenheit der Kammern wird der Plattenkondensator in N Kondensatoren gleicher Fläche zerlegt. Aus den so erhaltenen N Werten für die Dicke d_i wird die mittlere Dicke D berechnet, die für die Bestimmung der Energiedeposition in einer Kammer die maßgebliche Größe ist. In die Berechnung der Kapazität gehen jedoch die reziproken Werte $\frac{1}{d_i}$ ein. Deshalb wird die mittlere reziproke Dicke

$$\mathcal{D} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{d_i} \tag{C.1}$$

definiert. Im allgemeinen ist dann $\frac{1}{\mathcal{D}} \neq D$.

Für 16 Detektoren wurden die Dicken der Kammern im Raster von 5×5 cm mit Hilfe einer Mikrometerschraube gemessen und die mittlere Dicke sowie die mittlere reziproke Dicke berechnet. Abbildung C.1 zeigt eine Häufigkeitsverteilung dieser Differenz für 64 gemessene Kanäle, der Mittelwert der relativen Abweichung beträgt 0.1%. Dieser Fehler ist vernachläßigbar und es gilt in guter Näherung $D = \frac{1}{\mathcal{D}}$.

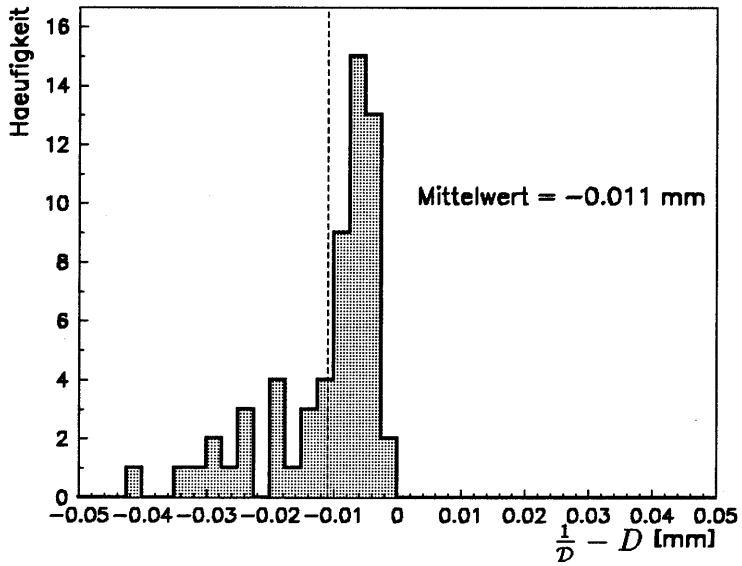

Abbildung C.1: Gemessene Abweichung zwischen mittlerer Dicke und mittlerer reziproker Dicke.

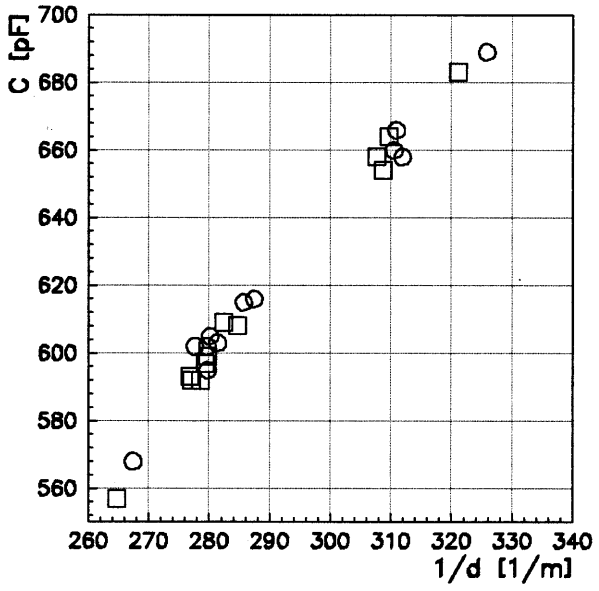

Abbildung C.2: Gemessene Kapazität über gemessener mittlerer reziproker Dicke bei $18°C$ (○) und $21°C$ (□) für 12 Ionisationskammerkanäle.

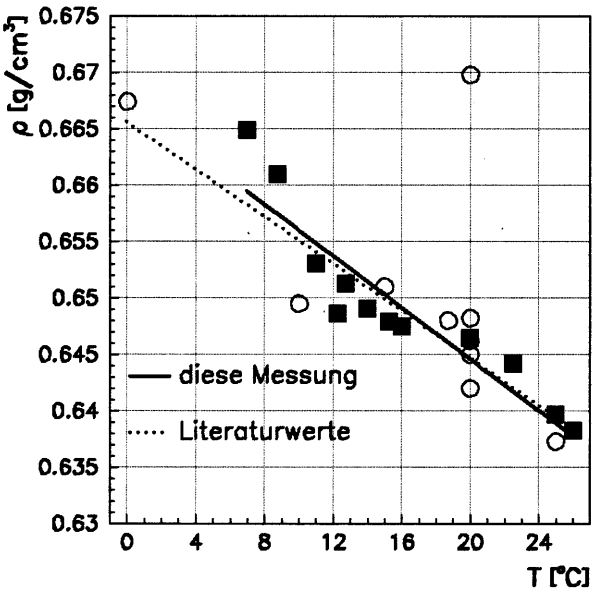

Abbildung C.3: Dichte von TMS in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Ergebnisse dieser Messung (■) werden mit den Ergebnissen aus der Literatur (○) verglichen.

Zur Verifikation obiger Ergebnisse wurde die Kapazität einer Kammer von $7°C$ bis $26°C$ gemessen. Nach Gleichung C.6 läßt sich die Dicke und daraus die Dichte von TMS in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung C.3 dargestellt. Aus den zum Vergleich eingetragenen Literaturwerten[2] ergibt sich der Ausdehnungskoeffizient zu $\gamma_{Lit} = 1.62 \cdot 10^{-3} \frac{1}{K}$. Dieser stimmt mit dem in Gleichung C.4 angegebenen gemessenen Wert innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Mit Gleichung C.6 läßt sich also die Dicke der TMS-Schicht in einer Kammer im Temperaturbereich von $7°C$ bis $26°C$ gut beschreiben.

[1]Diese Annahme wird später durch das Ergebnis (Gleichung C.4) bestätigt.

[2]Siehe [Fleming 46], [Bygden 11], [Andreew 60], [Dolgow 60], [Petrow 60], [Lister 64], [Zakharkin 65] und [Wdowin 61].

Anhang D

Elektronische Korrekturen

D.1 Spannungsabhängigkeit der Koppelkondensatoren

Zur Auskopplung der Detektorsignale kommen Kondensatoren aus Keramik mit hoher Dielektrizitätskonstanten zum Einsatz. Die Kapazität dieser Kondensatoren nimmt mit der angelegten Spannung ab. Diese Abnahme wurde experimentell bestimmt [Ziegler 93]. Für mehrere Kondensatoren mit einem Nominalwert von $C_0 = 3.3\ pF$ ist das Verhältnis der Kapazität unter Hochspannung zur Kapazität ohne Spannung in Abbildung D.1 aufgetragen. Die Anpassung einer Parabel an die Meßpunkte ergibt

$$C(U) = \left[1.00 - 2.43 \cdot 10^{-2} \frac{1}{kV}\, U - 2.19 \cdot 10^{-2} \frac{1}{kV^2}\, U^2\right] \cdot 3.3\ pF \quad . \tag{D.1}$$

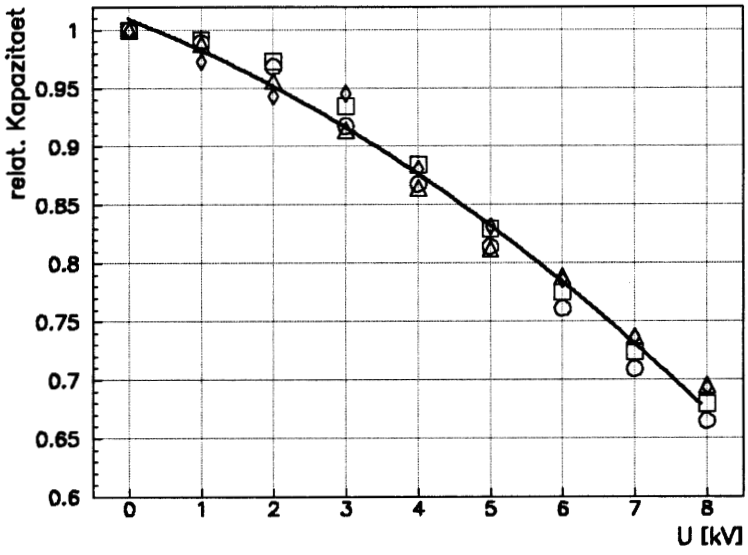

Abbildung D.1: Spannungsabhängigkeit der Koppelkapazität. Normiert auf $C(U = 0\ V)$.

Im Randbereich und im Bereich der Durchführung ist eine Ionisationskammer kein idealer Plattenkondensator. Die Kapazität dieser Bereiche kann mit Hilfe einer Annäherung als Zylinderkondensatoren berechnet werden. Diese ist unabhängig von der Dicke der Kammer und man erhält eine Grundkapazität $C_0 \approx 20\ pF$. Unter Berücksichtigung dieser Grundkapazität erwartet man für den Zusammenhang zwischen Kapazität und mittlerer reziproker Dicke:

$$C = C_0 + \sum_{i=1}^{N} 2\epsilon_0\epsilon_r \frac{A}{N}\frac{1}{d_i} = C_0 + \underbrace{2\epsilon_0\epsilon_r A}_{\mathcal{M}}\mathcal{D} = C_0 + \mathcal{M}\,\mathcal{D} \quad . \tag{C.2}$$

C.2 Verhalten der Kammern bei Temperaturänderungen

Der lineare Ausdehnungskoeffizient für Edelstahl ist $\alpha = 16 \cdot 10^{-6}\ \frac{1}{K}$. Der Ausdehnungskoeffizient für Flüssigkeiten ist im allgemeinen um 2 bis 3 Größenordnungen größer als der von Festkörpern, d.h. bei einer Ionisationskammer ist die Ausdehnung des Edelstahlgehäuses gegenüber der Volumenausdehnung der Flüssigkeit TMS zu vernachlässigen[1]. Aufgrund des mechanischen Aufbaues der Ionisationskammern wirkt sich eine Änderung des eingeschlossenen Volumens nur auf die Dicke d aus, während die Grundfläche A im wesentlichen konstant bleibt. Demzufolge gilt $d = d_0\ (1 + \gamma\ \Delta T)$ mit dem Volumenausdehnungskoeffizienten γ für TMS.

Die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r eines Dielektrikums nimmt mit steigender Temperatur ab. In guter Näherung gilt ein linearer Zusammenhang $\epsilon_r = \epsilon_r^0\ (1 - \xi\ \Delta T)$. Dabei ist ξ der Temperaturkoeffizient der Dielektrizitätskonstanten. Aus den Literaturwerten für TMS $\epsilon_r(20°C) = 1.921$ [Altshuller 55] und $\epsilon_r(25°C) = 1.91$ [Baker 46] ergibt sich $\xi = 1.15 \cdot 10^{-3}\frac{1}{K}$. Für einen Plattenkondensator mit der Kapazität C_0 bei $T = T_0$ ergibt sich für die Änderung der Kapazität mit der Temperatur

$$C(T) = C_0\ (1 - (\gamma + \xi)\ \Delta T) \quad \text{mit} \quad \Delta T = T - T_0 \quad . \tag{C.3}$$

Für 12 Ionisationskammerkanäle wurde die Kapazität und die mittlere reziproke Dicke bei $T = 18°C$ und $T = 21°C$ gemessen und der Volumenausdehnungskoeffizient für TMS bestimmt (siehe dazu Abbildung C.2):

$$\gamma_{TMS} = (1.97 \pm 0.28) \cdot 10^{-3}\frac{1}{K} \quad \text{bei} \quad T = 18°C \quad . \tag{C.4}$$

Der Temperaturkoeffizient der Dielektriztätskonstanten für TMS ergibt sich hieraus zu

$$\xi_{TMS} = (1.35 \pm 0.86) \cdot 10^{-3}\frac{1}{K} \quad \text{bei} \quad T = 18°C \quad . \tag{C.5}$$

Im Rahmen der Fehlergrenzen stimmt dieser Wert gut mit dem Ergebnis aus den Literaturangaben überein.

Unter Berücksichtigung dieser Korrektur für die Dielektrizitätskonstante ergibt sich für die Dicke der TMS–Schicht einer Kammer bei einer Temperatur T

$$D = 2\,\frac{\mathcal{M}\ (1 - \xi\ \Delta T)}{C - C_0} \quad ; \quad \Delta T = T - 18°C \quad . \tag{C.6}$$

D.2 Ladungsverlust bei Auskopplung

Sowohl die Kalibrationspulse als auch die Detektorsignale werden dem Vorverstärker kapazitiv zugeführt. Abbildung D.2 zeigt ein Ersatzschaltbild der kapazitiven Auskopplung. Der Detektor $C_D \approx 600\ pF$ wird über den Koppelkondensator $C_K = 9.9\ nF$ ausgelesen und das Signal dem Vorverstärker zugeführt. Der Vorverstärker ist in diesem Ersatzschaltbild als Kapazität C_V dargestellt. Zur Kalibration kann über den Kondensator $C_T = 12\ pF$ dem Vorverstärker eine definierte Ladungsmenge zugeführt werden.

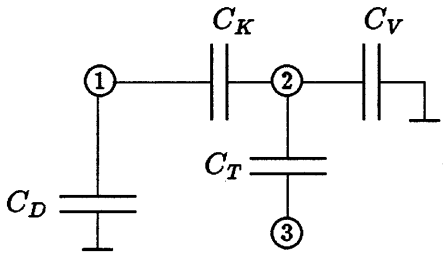

Abbildung D.2: Ersatzschaltbild für die Ladungsauskopplung aus dem Detektor.

Die am Detektor in Punkt ① zur Verfügung stehende Ladung Q_0 verteilt sich auf die Kapazitäten C_D, C_K, C_T und den Vorverstärker, d.h. im Vorverstärker kann nur die Ladung $Q = \xi Q_0$ nachgewiesen werden mit[1]

$$\xi = \frac{C_K \oplus (C_V + C_T)}{(C_K \oplus (C_V + C_T)) + C_D} \cdot \frac{C_V}{C_V + C_T} \quad . \tag{D.2}$$

Wird an Punkt ③ ein definierter Kalibrationspuls eingekoppelt, so verteilt sich die zur Verfügung stehende Ladung Q_0 in Punkt ② auf den Vorverstärker und die Kapazitäten C_K, C_D und C_T. Ist Q die im Vorverstärker ankommende Ladung, so gilt $Q = \zeta Q_0$ mit dem Korrekturfaktor

$$\zeta = \frac{C_V}{C_V + C_T + (C_K \oplus C_D)} \quad . \tag{D.3}$$

Die gleiche Ladungsmenge Q_0 führt im Vorverstärker zu einem unterschiedlichen Signal, je nachdem, ob sie am Detektor oder über die Kalibrationskapazität eingekoppelt wird. Für das Verhältnis der beiden Ladungen im Vorverstärker gilt

$$\frac{\xi}{\zeta} = \frac{C_K}{C_K + C_D} \quad . \tag{D.4}$$

Die gemessene Ladung muß also mit dem Faktor

$$K = 1 + \frac{C_D}{C_K} \tag{D.5}$$

korrigiert werden.

[1] $\oplus$ beschreibt die Serienschaltung von Kapazitäten. Es gilt $C_{ges} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = C_1 \oplus C_2$.

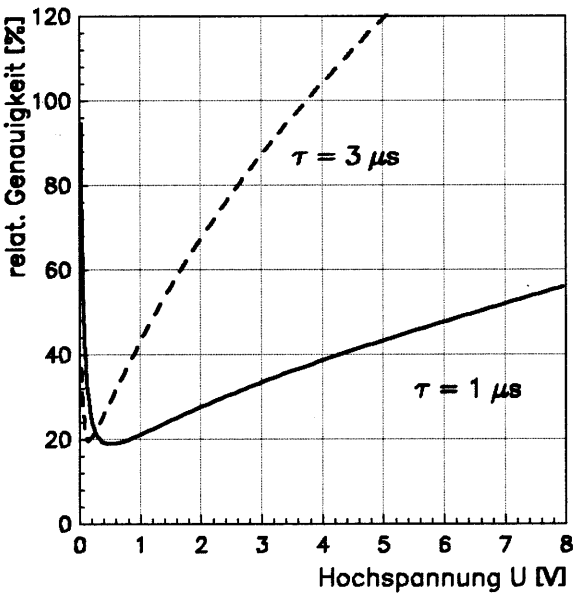

Abbildung E.1: Relativer Fehler der Lebensdauer über der Hochspannung.

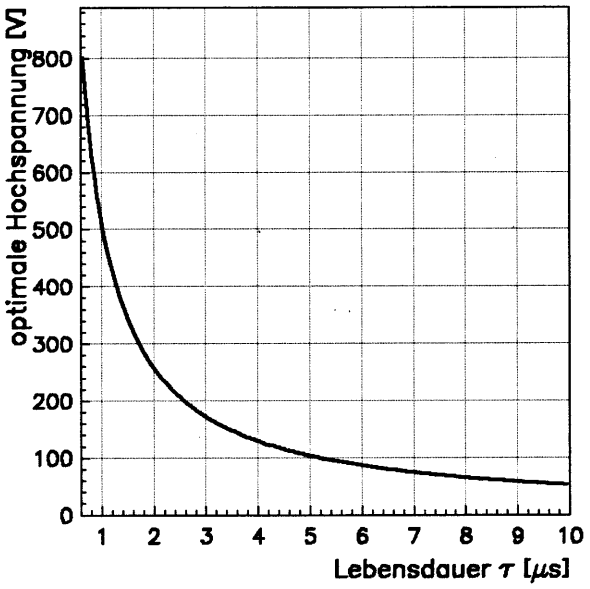

Abbildung E.2: Optimale Hochspannung zur Messung einer Lebensdauer.

erfüllt. Es gibt also für jede Lebensdauer eine bestimmte Spannung $\hat{U}$, bei der der relative Fehler der Lebensdauer minimal wird. Diese Spannung ist proportional dem Kehrwert der Lebensdauer. Die Funktion ist in Bild E.2 über der Hochspannung aufgetragen.

Zur Bestimmung des relativen Fehlers bei dieser Spannung nach Gleichung E.2 wird das Produkt $G \cdot \frac{\partial f}{\partial \tau}$ benötigt. Man erhält

$$\begin{aligned} G(\hat{U},d)\cdot\tfrac{\partial f}{\partial\tau}(\tau,\hat{U},d) = & \left(e^{-\frac{1}{H}}+1\right)\left(\tfrac{G_0H}{\tau}+\tfrac{G_1H^2d}{\tau^2\mu}+\tfrac{G_2H^3d^2}{\tau^3\mu^2}\right) \\ & +\left(e^{-\frac{1}{H}}-1\right)\left(\tfrac{2G_0H^2}{\tau}+\tfrac{2G_1H^3d}{\tau^2\mu}+\tfrac{2G_2H^4d^2}{\tau^3\mu^2}\right) \\ \approx & \left(e^{-\frac{1}{H}}+1\right)\tfrac{G_0H}{\tau}+\left(e^{-\frac{1}{H}}-1\right)\tfrac{2G_0H^2}{\tau} \end{aligned} \tag{E.7}$$

unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung. Durch Einsetzen in Gleichung E.2 erhält man den relativen Fehler

$$\frac{\Delta\tau}{\tau}(\hat{U})\,[\%] = \frac{h}{G_0}\,\frac{100\,eV}{2d\,\frac{dE}{dx}}\,\frac{\Delta Q}{e} \quad \text{mit} \quad h = 704.8 \quad . \tag{E.8}$$

Dieser ist bei der optimalen Spannung $\hat{U}$ unabhängig vom Absolutwert der Lebensdauer. Er ist proportional dem Fehler der Ladungsbestimmung ΔQ in Einheiten der Elementarladung und hängt weiterhin vom Abstand der Elektroden d, dem spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ und der Konstanten $G_0 \approx 0.6$ ab.

Anhang F

Aktive Spurrekonstruktion für erhöhtes elektronisches Rauschen

In Abschnitt 5.2.1 wird ein Algorithmus zur Rekonstruktion von Myonspuren im Zentralkalorimeter beschrieben. Die Effizienz dieser Methode wird im folgenden für $\sigma_E = 1\ MeV$ untersucht. Die Bedingungen für den Suchalgorithmus wurden für diesen Fall etwas gemildert. Für die Zahl der Spurpunkte wird $N_0 \geq 5$ gefordert. Damit können, wie in Abbildung F.1 gezeigt, über weite Energiebereiche etwa 24% der Myonen erkannt werden. Der Anteil der mißidentifizierten Hadronen liegt unter 10%.

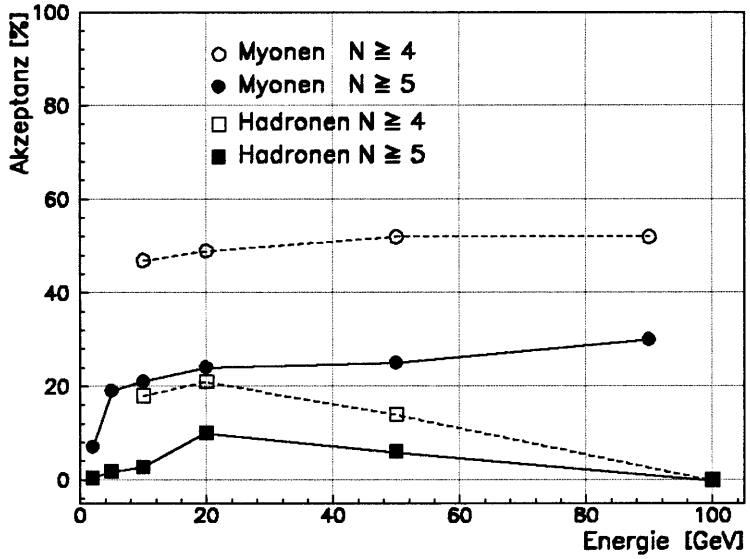

Abbildung F.1: Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion für $\sigma_E = 1\ MeV$ für zwei unterschiedliche Spursuchbedingungen.

Fordert man für die Anzahl der Spurpunkte $N_0 \geq 4$, so erhöht sich der Anteil der rekonstruierten Myonen auf 49%, gleichzeitig steigt aber die Mißidentifikationsrate für Hadronen auf maximal 21%. Das Maximum der als Myonen erkannten Hadronen liegt bei $E_0 = 20\ GeV$.

Abbildung F.1 zeigt, daß selbst bei erhöhtem elektronischen Rauschen mit den Informationen aus den Ionisationskammern Myonspuren rekonstruiert werden können.

Anhang E

Optimale Hochspannung

Gleichung 2.13 gibt die nachweisbare Ladung als Funktion der Lebensdauer an. Demzufolge kann aus ihrer Umkehrfunktion F die Lebensdauer in Abhängigkeit von der Ladung, vom Elektrodenabstand d und und von der Spannung U bestimmt werden $\tau = F(Q, d, U)$. Für den Fehler der Lebensdauer gilt dann

$$\Delta\tau = \left|\frac{\partial\tau}{\partial F}\right| \Delta F = \frac{1}{\left|\frac{\partial F}{\partial\tau}\right|}\Delta F = \frac{1}{\left|\frac{\partial f}{\partial\tau}\right|}\Delta F \quad . \tag{E.1}$$

Im folgenden werden die Fehler in d, $\frac{dE}{dx}$, G und U gegenüber dem Fehler bei der Ladungsbestimmung ΔQ vernachlässigt, dann gilt

$$\Delta\tau = \frac{\Delta Q}{\left|\frac{\partial f}{\partial\tau}\right| \frac{2d\,\frac{dE}{dx}}{100\ eV}\, G\left(\frac{U}{d}\right)} \qquad \text{mit} \qquad \frac{\partial f}{\partial\tau} = \frac{1}{t_d} - \frac{2\tau}{t_d^2} + \frac{2\tau}{t_d^2}e^{-\frac{t_d}{\tau}} + \frac{1}{t_d}e^{-\frac{t_d}{\tau}} \quad . \tag{E.2}$$

Der relative Fehler $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ ist in Abbildung E.1 für verschiedene Lebensdauern über der Hochspannung aufgetragen. Er kann bezüglich der Spannung an der Ionisationskammer minimiert werden, d.h.

$$\frac{\partial}{\partial U}\frac{\Delta\tau}{\tau} \doteq 0 \tag{E.3}$$

soll gelten. Für die partielle Ableitung des relativen Fehlers nach U gilt

$$\frac{\partial}{\partial U}\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{-1}{G^2\left(\frac{\partial f}{\partial\tau}\right)^2}\left(\frac{\partial G}{\partial U}\frac{\partial f}{\partial\tau} + G\frac{\partial^2 f}{\partial U\,\partial\tau}\right)\frac{\Delta Q\ 100\ eV}{2d\,\frac{dE}{dx}\,\tau} \tag{E.4}$$

Die Bestimmung des Minimums nach Gleichung E.3 führt auf den Ausdruck[1]

$$\begin{aligned} G_0 a + e^{-\frac{1}{a\tau U}}\Big[3G_0 a + \tfrac{G_1}{d\tau} + U\left(\tfrac{4G_1}{d}a + 4G_0\tau a^2 + \tfrac{G_2}{d^2\tau}\right) + U^2\left(\tfrac{6G_1}{d}\tau a^2 + \tfrac{5G_2}{d^2}a\right) \\ + U^3\left(\tfrac{8G_2}{d^2}\tau a^2\right) + \tfrac{1}{U}\tfrac{G_0}{\tau}\Big] \\ + U\left(\tfrac{2G_1}{d}a - 4G_0\tau a^2\right) + U^2\left(-\tfrac{6G_1}{d}\tau a^2 + \tfrac{3G_2}{d^2}a\right) + U^3\left(-\tfrac{8G_2}{d^2}\tau a^2\right) \doteq 0 \end{aligned} \tag{E.5}$$

mit der Abkürzung $a = \mu/d^2$. Werden die Konstanten im Parameter H zusammengefaßt so wird diese Gleichung näherungsweise durch

$$\hat{U}(\tau) \approx \frac{Hd^2}{\mu\tau} \quad \text{mit} \quad H = 0.41436 \tag{E.6}$$

[1] Gleichung 2.9 wird in diesem Abschnitt als $G\left(\frac{U}{d}\right) = G_0 + G_1\frac{U}{d} + G_2\frac{U^2}{d^2}$ geschrieben.

Anhang G

Meßzeit zur Energieeichung des KASCADE–Zentralkalorimeters

Mit den in Kapitel 5 beschriebenen Methoden zur Rekonstruktion von Myonspuren ist eine Energieeichung des Kalorimeters mit Myonen möglich. Um eine ausreichende Genauigkeit zu erreichen, sollten für die Kalibration Pulshöhenverteilungen mit je 1000 Myonen aufgenommen werden. Die hierzu benötigte Meßzeit wird im folgenden abgeschätzt.

G.1 Passive Spurrekonstruktion

Die passive Spurrekonstruktion benötigt die Richtung der Schauerachse aus dem Detektorarray. Für diese Methode können also nur Myonen aus Luftschauern verwendet werden, deren Schauerzentrum in einem bestimmten Abstand vom Zentralkalorimeter im Detektorarray liegt.

Für die Kalibration der Ionisationskammern sollten nur Myonen das Kalorimeter durchdringen, d.h. die Zahl der Hadronen sollte möglichst gering sein. Abbildung G.1 zeigt die

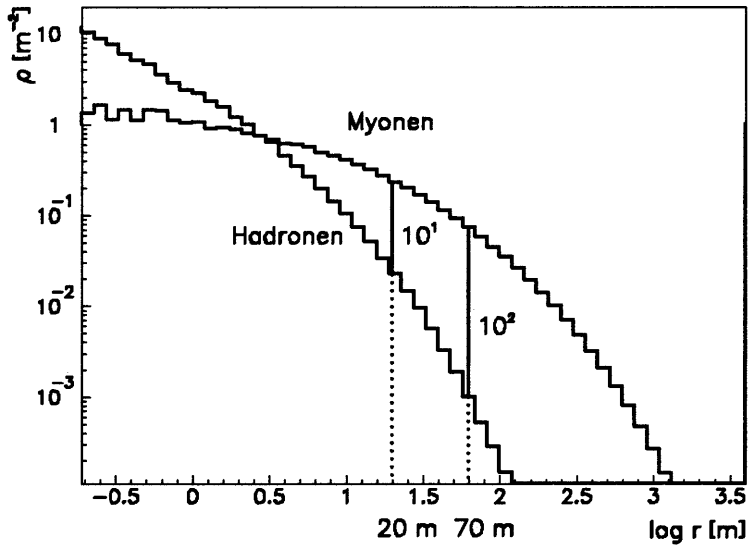

Abbildung G.1: Lateralverteilung der Myonen und Hadronen in einem Luftschauer der Energie $E_0 = 10^{15}\ eV$ (nach [Gabriel 92]).

Literaturverzeichnis

[Allkofer 75] O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Karl Thieming, München, 1975

[Allkofer 84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, *Physik Daten*, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1984

[Altshuller 55] A.P. Altshuller, L. Rosenblum, *J. Am. Chem. Soc.*, **77**, 1955, S. 272

[Andreew 60] Andreew, Kucharskaja, *Dokl. Chem. USSR*, **134**, 1960, S. 983

[Astro 90] *Lexikon der Astronomie*, Herder Verlag, Freiburg, 1990

[Baker 46] E.B. Baker, A.J. Barry und M.J. Hunter, *Ind. Eng. Chem.*, **38**, 1946, S. 1117

[Bethe 30] H.A. Bethe, *Ann. Phys.*, **5**, 1930, S. 325

[Bolz 91] J. Bolz, *Untersuchungen an Flüssigkeitsionisationskammern mit stark ionisierenden Teilchenstrahlen*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1991

[Brun 92] R. Brun et al., GEANT 3.15 Program code, CERN DD Division

[Burnett 90] T.H. Burnett et al. (JACEE Kollaboration), *Astrophys. J.*, **349**, 1990, S. L25

[Bygden 11] Bygden, *Chem. Ber.*, **44**, 1911, S. 2642

[Dolgow 60] Dolgow et. al., *J. Gen. Chem. USSR*, **30**, 1960, S. 2960

[Doll 90] Doll et al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, KfK–Bericht 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990

[EASTOP 92] EAS–TOP Collaboration, *Search for* $>$ 10 *GeV and* $>$ 80 *TeV Cosmic Gamma Ray Bursts*, 23rd International Cosmic Ray Conference, Calgary, 1993

[Engler 84] J. Engler et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 223**, 1984, S. 47

[Engler 93] J. Engler et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 327**, 1993, S. 128

[Fermi 40] E. Fermi, *Phys. Rev.*, **57**, 1940, S. 485

[Fleming 46] Fleming, *J. Amer. Chem. Soc.*, **68**, 1946, S. 956

[Föller 93] M. Föller, *Eigenschaften eines Kalorimeters für Hadronen der kosmischen Strahlung*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1993

Lateralverteilung der Myonen und Hadronen für einen Luftschauer mit $E_0 = 10^{15}\ eV$. Bei einem Abstand von 20 m zum Schauerzentrum beträgt das Verhältnis von Myonen zu Hadronen $\frac{\mu}{H} = 10 : 1$, in $R = 70\ m$ Abstand verbessert sich dieses Verhältnis auf $\frac{\mu}{H} = 100 : 1$.

Typische Ereignisraten sind in Tabelle G.1 angegeben[1]. Danach wird ein Kanal bei einem Abstand $> 20\ m$ zur Schauerachse von etwa 360 Myonen pro Tag durchdrungen. Um 1000 Myonen zu messen, ist also eine Meßzeit von 3 Tagen erforderlich. Für einen Abstand $> 70\ m$ zur Schauerachse durchdringen etwa 30 Myonen pro Tag einen Kanal, für 1000 Myonen wird dementsprechend ungefähr 1 Monat Meßzeit benötigt.

$E_0\ [GeV]$	$N_\mu\ \left[\frac{1}{Kal\ d}\right]$	
	$R > 20\ m$	$R > 70\ m$
$3 \cdot 10^5 - 10^6$	$704 \cdot 10^3$	$(108 \cdot 10^3)$ [2]
$10^6 - 10^7$	$916 \cdot 10^3$	$141 \cdot 10^3$
$10^7 - 10^8$	$192 \cdot 10^3$	$30 \cdot 10^3$
$> 10^8$	$16 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$
Summe	$1828 \cdot 10^3\ \frac{1}{Kal\ d}$ $\doteq 357\ \frac{1}{Kanal\ d}$	$173 \cdot 10^3\ \frac{1}{Kal\ d}$ $\doteq 34\ \frac{1}{Kanal\ d}$

Tabelle G.1: Erwartete Ereignisraten für die Energieeichung mit Hilfe der passiven Spurrekonstruktion. Aus Schauern mit einem Abstand R der Schauerachse zum Kalorimeter und einer Primärenergie E_0 treffen pro Tag N_μ Myonen auf das Kalorimeter.

G.2 Aktive Spurrekonstruktion

Die Kalibration der Kammern mit Hilfe der aktiven Spurrekonstruktion kann mit Myonbündeln durchgeführt werden. Der Myontrigger des Zentralkalorimeters wird so eingestellt werden, daß er mit einer Rate von etwa $0.5 - 1\ s^{-1}$ auf Myonbündel mit mehr als $\approx 5 - 6$ Teilchen ansprechen wird. Zur Aufnahme von jeweils 1000 Myonen pro Kanal werden demzufolge etwa $5 - 10$ Tage benötigt werden.

Die Abschätzungen bezüglich der Meßzeit sind mit starken Fehlern behaftet, die Messungen können durchaus um Faktor 2 von diesen Werten abweichen.

[1] Diese Abschätzung beruht auf Ergebnissen von KNAPP [Knapp 93].

[2] Der Myonfluß von kleinen Schauern kann nicht zur Kalibration genutzt werden, da die Triggerlogik des Zentralkalorimeters mindestens 5 koinzidente Myonen in der Triggerebene verlangt. Diese Bedingung wird für Schauer mit einer Primärenergie $E_0 \approx 3 \cdot 10^5 - 10^6\ GeV$ bei einer Entfernung größer 70 m zum Schauerzentrum in der Regel nicht mehr erfüllt.

[Gabriel 92] P. Gabriel, *Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von* $E_0 \approx 10^{15}$ *eV*, KfK–Bericht 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992

[Gastrop 93a] J. Gastrop, *Test von TMS–Ionisationskammern mit Myonen der kosmischen Strahlung*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1993

[Gastrop 93b] J. Gastrop, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993 (unveröffentlicht)

[Geer 90] S. Geer, R.A. Holroyd und F. Ptohosmer, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 287**, 1990, S. 447

[Gettert 88] M. Gettert, *Eine Gitterionisationskammer als Monitorsystem für die Reinheit von TMS*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1988

[Hess 12] V.F. Hess, *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1912, S. 1084

[Higdon 92] J.C. Higdon, R.E. Lingenfelter, *Dual Population, Galactic Neutron Star Models of Gamma–Ray Bursts*, 23rd International Cosmic Ray Conference, Calgary, 1993

[Hillas 84] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **22**, 1984, S. 425

[Hörandel 93a] J. Hörandel, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993 (unveröffentlicht)

[Hörandel 93b] J. Hörandel, interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993 (unveröffentlicht)

[Jonas 76] A.E. Jonas et al., *J. Electron. Spectrosc.*, **1**, 1976, S. 29

[Jungblut 85] H. Jungblut und W.F. Schmidt, *Nuclear Instr. and Meth.*, **A 241**, 1985, S. 616

[Keim 81] H. Keim et al., interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1981 (unveröffentlicht)

[Keim 93] H. Keim, persönliche Mitteilung, 1993

[Knapp 93] J. Knapp, persönliche Mitteilung, 1993

[Landau 44] L.D. Landau, *J. Exp. Phys. (USSR)*, **8**, 1944, S. 201

[Lister 64] Lister, Marson, *Can. J. Chem.*, **42**, 1964, S. 2101

[Longair 92] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992

[Lopes 87] I. Lopes, H. Hilmert und W.F. Schmidt, *Radiat. Phys. Chem.*, **29**, 1987, S. 93

[Maccabee 69] H.D. Maccabee und D.G. Papworth, *Phys. Lett.*, **30A**, 1969, S. 241

[Mielke 93] H.–H. Mielke, *Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1993

B.1 Das Datennahmeprogramm auf dem Transputer. VII

C.1 Gemessene Abweichung zwischen mittlerer Dicke und mittlerer reziproker Dicke. IX
C.2 Gemessene Kapazität über gemessener mittlerer reziproker Dicke XI
C.3 Dichte von TMS in Abhängigkeit von der Temperatur. XI

D.1 Spannungsabhängigkeit der Koppelkapazität. XII
D.2 Ersatzschaltbild für die Ladungsauskopplung XIII

E.1 Relativer Fehler der Lebensdauer über der Hochspannung. XV
E.2 Optimale Hochspannung zur Messung einer Lebensdauer. XV

F.1 Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion für $\sigma_E = 1\ MeV$ XVI

G.1 Lateralverteilung der Myonen und Hadronen in einem Luftschauer XVII

[MINUIT 92] CERN Program Library, MINUIT V. 92.1 Reference Manual, 1992

[Möller 73] F. Möller, *Einführung in die Meteorologie*, B.I.–Wissenschaftsverlag, 1973

[Moucka 91] D. Moucka, *Gasentladungen als Reinigungsmethode für Ionisationskammern*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1991

[Müller 91] D. Müller et al., *Astrophys. J.*, **374**, 1991, S. 356

[Petrow 60] Petrow et. al., *J. Gen. Chem. USSR*, **30**, 1960, S. 252

[Olbert 53] S. Olbert, *Phys. Rev.*, **92**, 1953, S. 454

[Olbert 54] S. Olbert, *Phys. Rev.*, **96**, 1954, S. 1400

[Onsager 38] L. Onsager, *Phys. Rev.*, **54**, 1938, S. 554

[Poirier 93] J. Poirier et al., *Survey for Stellar Sources Using Identified Single Muons at Sea Level*, 23rd International Cosmic Ray Conference, Calgary, 1993

[Popova 93] L. Popova, *Estimation of Muon Energy and Height of Origin by Time-Tracking Technique in EAS Experiments*, 23rd International Cosmic Ray Conference, Calgary, 1993

[Simpson 83] J.A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**, 1983, S. 326

[Sternh 52] R.M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, **88**, 1952, S. 851

[Supper 91] R. Supper, *Untersuchung und Erklärung des Signalverhaltens von Flüssigkeitsionisationskammern für stark ionisierende Teilchen und Entwicklung einer Rekombinationstheorie*, KfK–Bericht 4966, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1991

[Trefall 55] H. Trefall, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **A 68**, 1955, S. 953

[Unger 93] J. Unger, *Messung des Energieverlustes von Myonen der kosmischen Strahlung*, KfK–Bericht 5158, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993

[Warnecke 91] G. Warnecke, *Meteorologie und Umwelt*, Springer–Verlag, Berlin, 1991

[Wdowin 61] Wdowin et al., *Bull. Acad. Sci. USSR Div. Chem. Sci.*, 1961, S. 257

[Wetzel 93] Y. Wetzel, Vortrag beim KASCADE–Workshop, Burg Liebenzell, Mai 1993

[Zakharkin 65] Zakharkin et al., *Tetrahedron*, **21**, 1965, S. 881

[Ziegler 93] P. Ziegler, persönliche Mitteilung, 1993

Abbildungsverzeichnis

1.1 Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung 4
1.2 Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung 5
1.3 Schematische Darstellung der Entwicklung eines Luftschauers 7
1.4 Prinzipeller Zusammenhang der Impulsspektren von Myonen und Pionen . 8
1.5 Differentielles und integrales Impulsspektrum für vertikale Myonen 8
1.6 Auslegung von KASCADE. 10
1.7 Querschnitt durch den Zentraldetektor. 11

2.1 Verteilung des Energieverlustes durch Ionisation nach Landau 13
2.2 Nachweisbare Ladung als Funktion von Lebensdauer τ und maximaler Driftzeit t_d. 16
2.3 Prinzipieller Verlauf einer Hochspannungskurve 16
2.4 Aufbau einer TMS–Ionisationskammer. 17

3.1 Aufbau des Detektorprüfstandes. 19
3.2 Anordnung der Triggerzähler des rechten Turmes. 20
3.3 Aufbau zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Triggerzählers. 20
3.4 Gemessenes Pulshöhenspektrum eines Triggerzählers 21
3.5 Zenitwinkelabhängigkeit der Triggerakzeptanz für Myonen 22
3.6 Mittlere Triggerakzeptanz in Abhängigkeit von der Teilchenenergie 23
3.7 Differentielle Triggerraten des Detektorprüfstandes 23

4.1 Gemessene Kammerdicke 25
4.2 Gemessene Kapazität über gemessener mittlerer reziproker Dicke 26
4.3 Abweichung der aus der Kapazität berechneten von der gemessenen mittleren Dicke der TMS-Schicht 26
4.4 Relative Abweichung der Kalibrationskonstanten. 27
4.5 Simulierte Energiedeposition für Myonen in 0.7 cm TMS. 28
4.6 Gemessene Ladung für mehrere Hochspannungen. 29
4.7 Mittlere relative Streuung der gemessenen Ladung 30
4.8 Signal–zu–Rausch–Verhältnis für Myonen 31

Abbildungsverzeichnis

1.1 Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung 4
1.2 Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung 5
1.3 Schematische Darstellung der Entwicklung eines Luftschauers 7
1.4 Prinzipeller Zusammenhang der Impulsspektren von Myonen und Pionen . 8
1.5 Differentielles und integrales Impulsspektrum für vertikale Myonen 8
1.6 Auslegung von KASCADE. 10
1.7 Querschnitt durch den Zentraldetektor. 11

2.1 Verteilung des Energieverlustes durch Ionisation nach Landau 13
2.2 Nachweisbare Ladung als Funktion von Lebensdauer τ und maximaler Driftzeit t_d. 16
2.3 Prinzipieller Verlauf einer Hochspannungskurve 16
2.4 Aufbau einer TMS–Ionisationskammer. 17

3.1 Aufbau des Detektorprüfstandes. 19
3.2 Anordnung der Triggerzähler des rechten Turmes. 20
3.3 Aufbau zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Triggerzählers. 20
3.4 Gemessenes Pulshöhenspektrum eines Triggerzählers 21
3.5 Zenitwinkelabhängigkeit der Triggerakzeptanz für Myonen 22
3.6 Mittlere Triggerakzeptanz in Abhängigkeit von der Teilchenenergie 23
3.7 Differentielle Triggerraten des Detektorprüfstandes 23

4.1 Gemessene Kammerdicke 25
4.2 Gemessene Kapazität über gemessener mittlerer reziproker Dicke 26
4.3 Abweichung der aus der Kapazität berechneten von der gemessenen mittleren Dicke der TMS-Schicht 26
4.4 Relative Abweichung der Kalibrationskonstanten. 27
4.5 Simulierte Energiedeposition für Myonen in 0.7 cm TMS. 28
4.6 Gemessene Ladung für mehrere Hochspannungen. 29
4.7 Mittlere relative Streuung der gemessenen Ladung 30
4.8 Signal–zu–Rausch–Verhältnis für Myonen 31

4.9 Hochspannungskurven für Kammer 1274. 32
4.10 Nachweisbare Ladung in Abhängigkeit von der Lebensdauer 33
4.11 Hochspannungskurven für Kammer 5850. 33
4.12 Rekonstruierte Lebensdauer gegen reale Lebensdauer. 34
4.13 Gemessene relative Genauigkeit der Lebensdauer. 34
4.14 Gemessener relativer Fehler der Ladungssammlungsfunktion f 35
4.15 Fehler der physikalischen Kalibration und der rekonstruierten Teilchenenergie. 36
4.16 Verteilung der gemessenen Lebensdauern 36
4.17 Anordnung zur Messung der Kammern am Zyklotron. 37
4.18 Vergleich der mit Myonen bestimmten Lebensdauern mit den am Zyklotron mit Tritonen gemessenen. 37
4.19 Schematische Darstellung einer Ionisationsspur 38

5.1 Schematischer Querschnitt des KASCADE–Zentralkalorimeters. 40
5.2 Differenz zwischen Ein– und Austrittsrichtung für Myonen 42
5.3 Akzeptanz des 2°–Filters 42
5.4 Ortsverteilung der Myonen mit und ohne 2°–Filter 43
5.5 Systematische Verschiebung des wahrscheinlichsten Wertes der Energiedeposition 43
5.6 Verteilung der Energiedeposition für je 1000 Myonen. 44
5.7 Prinzip der aktiven Spurrekonstruktion. 45
5.8 Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion. 45
5.9 Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion für gemessene Daten 46
5.10 Gemessene Energiedeposition für Myonen. 46

6.1 Vertikale Schichtung der Atmosphäre 49
6.2 Mittlere Myonrate über Luftdruck. 50
6.3 Mittlere Myonrate über Lufttemperatur. 50
6.4 Mittlere Myonrate über Taupunkt und Niederschlagsmenge. 51
6.5 Karte des nördlichen Sternhimmels 52
6.6 Simulation der Auflösung zur Bestimmung von Anisotropien des Myonflusses. 53
6.7 Gemessener Myonfluß für 49° Deklination. 54
6.8 Verteilung der Myonrate pro Minute 55
6.9 Verteilung der Myonrate pro Minute 55

A.1 Blockschaltbild der Elektronik des Prüfstandes. II
A.2 Hochspannungsversorgung für eine Ionisationskammer III
A.3 Elektronischer Signalweg IV

4.9 Hochspannungskurven für Kammer 1274. 32
4.10 Nachweisbare Ladung in Abhängigkeit von der Lebensdauer 33
4.11 Hochspannungskurven für Kammer 5850. 33
4.12 Rekonstruierte Lebensdauer gegen reale Lebensdauer. 34
4.13 Gemessene relative Genauigkeit der Lebensdauer. 34
4.14 Gemessener relativer Fehler der Ladungssammlungsfunktion f 35
4.15 Fehler der physikalischen Kalibration und der rekonstruierten Teilchenenergie. 36
4.16 Verteilung der gemessenen Lebensdauern 36
4.17 Anordnung zur Messung der Kammern am Zyklotron. 37
4.18 Vergleich der mit Myonen bestimmten Lebensdauern mit den am Zyklotron mit Tritonen gemessenen. 37
4.19 Schematische Darstellung einer Ionisationsspur 38

5.1 Schematischer Querschnitt des KASCADE–Zentralkalorimeters. 40
5.2 Differenz zwischen Ein– und Austrittsrichtung für Myonen 42
5.3 Akzeptanz des 2°–Filters 42
5.4 Ortsverteilung der Myonen mit und ohne 2°–Filter 43
5.5 Systematische Verschiebung des wahrscheinlichsten Wertes der Energiedeposition 43
5.6 Verteilung der Energiedeposition für je 1000 Myonen. 44
5.7 Prinzip der aktiven Spurrekonstruktion. 45
5.8 Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion. 45
5.9 Akzeptanz der aktiven Spurrekonstruktion für gemessene Daten 46
5.10 Gemessene Energiedeposition für Myonen. 46

6.1 Vertikale Schichtung der Atmosphäre 49
6.2 Mittlere Myonrate über Luftdruck. 50
6.3 Mittlere Myonrate über Lufttemperatur. 50
6.4 Mittlere Myonrate über Taupunkt und Niederschlagsmenge. 51
6.5 Karte des nördlichen Sternhimmels 52
6.6 Simulation der Auflösung zur Bestimmung von Anisotropien des Myonflusses. 53
6.7 Gemessener Myonfluß für 49° Deklination. 54
6.8 Verteilung der Myonrate pro Minute 55
6.9 Verteilung der Myonrate pro Minute 55

A.1 Blockschaltbild der Elektronik des Prüfstandes. II
A.2 Hochspannungsversorgung für eine Ionisationskammer III
A.3 Elektronischer Signalweg IV