

KfK 5158
Februar 1993

Messung des Energieverlustes von Myonen der kosmischen Strahlung

J. Unger
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5158

**Messung des Energieverlustes
von Myonen
der kosmischen Strahlung**

Joseph Unger

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Messung des Energieverlustes von Myonen der kosmischen Strahlung

Es wird über Messungen des Energieverlustes hochenergetischer Myonen der kosmischen Strahlung mit einer Ionisationskammer berichtet. Die Kammer besteht aus 16 einzelnen Lagen und wird mit der Flüssigkeit Tetramethylsilan (TMS) als aktives Medium betrieben. Es werden der absolute Energieverlust für minimalionisierende Myonen und der relativistische Anstieg bestimmt und mit theoretischen Berechnungen verglichen. Die Bedeutung der Messungen im Rahmen des Experimentes KASCADE wird für die Energiebestimmung von Hadronen und von Myonen mit einer Energie oberhalb von 1 TeV diskutiert.

Abstract

Energy Loss Measurement of Cosmic Ray Muons

Measurements of energy losses of high energy cosmic ray muons in an ionisation chamber are presented. The chamber consists of 16 single gap layers, and the liquid tetramethylsilane (TMS) is used as active medium. The absolute energy loss as well as the relativistic rise are measured and are compared with theoretical calculations. Finally the importance of the measurements within the framework of the cosmic ray experiment KASCADE are discussed, especially with respect to energy calibration of hadrons and high energy muons above 1 TeV .

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation	4
2.1	Kosmische Strahlung	4
2.1.1	Eigenschaften der primären Strahlung	4
2.1.2	Ausgedehnte Luftschauer	6
2.2	Myonen der kosmischen Strahlung	8
2.2.1	Impulsspektrum	8
2.2.2	Hochenergetische Myonen in Luftschauern	10
2.3	Das KASCADE-Experiment	12
2.3.1	Auslegung des Experiments	12
2.3.2	Messung von hochenergetischen Myonen	14
3	Grundlagen	16
3.1	Energieverluste durch Ionisation	16
3.1.1	Verteilung des Energieverlustes	16
3.1.2	Energieverlust in Abhängigkeit von der Teilchenenergie	18
3.1.3	Dichteeffekt	19
3.1.4	Energiedeposition	21
3.1.5	Beitrag durch andere Prozesse	23
3.2	Flüssigkeits-Ionisationskammern	24
3.2.1	Funktionsweise	24
3.2.2	Elektronenausbeute	25
3.2.3	Nachweisbare Ladung	27
4	Bestimmung der Myonenenergie	30
4.1	Mittelwert als Parameter	30

4.2	Gestutzter Mittelwert als Parameter	33
4.2.1	Einseitig gestutzte Mittelwerte	33
4.2.2	Zweiseitig gestutzter Mittelwert	36
4.3	Erreichbare Unterdrückung	38
5	Das Experiment	39
5.1	Der Detektor	39
5.1.1	Schematischer Aufbau	39
5.1.2	Mechanische Konstruktion	39
5.1.3	Reinigung des Detektors	41
5.2	Die Elektronik	41
5.2.1	Hochspannungsversorgung	42
5.2.2	Vorverstärker	43
5.2.3	Signal-zu-Rausch-Verhältnis	44
5.2.4	Elektronische Kalibration	45
5.3	Eichung der Ladungsausbeute	45
5.4	Der Meßaufbau	48
5.4.1	Horizontale Myonen	48
5.4.2	Minimal ionisierende Myonen	50
6	Auswertung und Resultate	52
6.1	Die Myonidentifikation	52
6.2	Die Korrektur des Übersprechens	54
6.3	Der Myonfluß unter großen Zenitwinkeln	57
6.4	Die Energiedeposition in TMS	58
6.4.1	Gesamtes horizontales Myonspektrum	58
6.4.2	Myonen oberhalb von 10 GeV	61
6.4.3	Minimal ionisierende Myonen	64
6.4.4	Vergleich der Meßergebnisse	67
6.5	Zusammenfassung	69

Kapitel 1

Einleitung

Auf die Atmosphäre der Erde trifft aus dem Weltraum ständig eine Strahlung, die im wesentlichen aus ionisierten Atomkernen besteht. Um den Ursprung dieser *kosmischen Strahlung* zu klären, wurden seit ihrer Entdeckung im Jahre 1912 durch Hess [HES12] bereits viele Experimente durchgeführt.

So konnten die Teilchen am oberen Rand der Erdatmosphäre mittels Ballon- und Satelliten-Versuchen und einem Space-Shuttle-Experiment direkt nachgewiesen werden. Neben einer hohen Isotropie wurde dabei die Teilchenart und Energie bis zu 100 TeV festgestellt. Bei hohen Energien ist die Rate der Teilchen jedoch so klein, daß direkte Messungen außerhalb der Erdatmosphäre praktisch nicht mehr möglich sind.

Dennoch läßt sich die Strahlung auch über 100 TeV Teilchenenergie mit guter Statistik nachweisen, indem man ihre sekundären Schauerteilchen am Erdboden mißt. Diese entstehen durch inelastische Wechselwirkungen des primären Teilchens mit den Atomkernen der Luft, wobei sich durch die Bildung von Teilchenkaskaden ein Luftschauer entwickelt. Für einen solchen Nachweis verwendet man ein Feld von großflächig verteilten Detektorstationen, ein sogenanntes Detektor-Array. Allerdings war mit den bisher durchgeführten Experimenten eine widerspruchsfreie Bestimmung der Masse der primären Kerne oberhalb 100 TeV nicht möglich. Dies wäre aber sehr wichtig, da für Rückschlüsse auf die Entstehungsmechanismen der kosmischen Strahlung die chemische Zusammensetzung ein wesentlicher meßbarer Parameter ist.

Eine solche Messung soll mit dem neuen Luftschauer-Experiment **KASCADE** (**K**ARlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**ETECTOR) durchgeführt werden. Es wird auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe aufgebaut. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber den früheren Experimenten besteht darin, daß viele Schauerparameter gleichzeitig bestimmt werden können. Außer den Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Schauerkomponente werden zusätzlich die Zahl und Energie der Hadronen im Schauerkern gemessen. In einer späteren Ausbaustufe wäre es sinnvoll, auch die Energie der hochenergetischen Myonen des Luftschauers oberhalb von 100 GeV zu bestimmen. Diese Myonen sind sehr interessant, da sie vorwiegend aus den ersten Wechselwirkungen in den obersten Atmosphäreschichten stammen.

Eine geeignete Methode zur Energiebestimmung von hochenergetischen Myonen ist die Messung von elektromagnetischen Schauern, die in der Literatur in diesem Zusammen-

hang auch „Bursts“ genannt werden [MIT83]. Sie entstehen durch die Abstrahlung von γ -Quanten infolge Bremsstrahlung und e^+e^- -Paaren infolge direkter Paarerzeugung.

Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung ist bei Myonen um den Faktor $(\frac{m_e}{m_\mu})^2 \approx \frac{1}{40000}$ im Vergleich zu Elektronen unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt für direkte Paarerzeugung ist im wesentlichen unabhängig von der Teilchenmasse. Da bei diesem Prozeß jedoch virtuelle Photonen, die das Teilchen umgeben, für die Erzeugung des e^+e^- -Paares verantwortlich sind, steht im Wirkungsquerschnitt ein weiterer Faktor $\alpha = \frac{1}{137}$. Deshalb spielt dieser Prozeß beim Energieverlust von Elektronen praktisch keine Rolle. Bei hochenergetischen Myonen aber sind die mittleren Energieverluste infolge Paarerzeugung sogar etwa um 50 % größer als die durch Bremsstrahlung.

Aufgrund der unterdrückten Bremsstrahlung ist bei Myonen die kritische Energie, bei der Strahlungsverluste gleich groß wie Ionisationsverluste werden, viel größer als bei Elektronen. Oberhalb der kritischen Energie nehmen die mittleren radiativen Verluste linear mit der Energie zu und dominieren die Ionisationsverluste, die nur logarithmisch wachsen.

Aus der Messung der Energie und der Anzahl der Bursts kann wegen der linearen Abhängigkeit die Myonenergie bestimmt werden. Im Gegensatz zu Ionisationsprozessen bewirken Strahlungsprozesse keine kontinuierlichen Energieverluste. Bei letzteren verliert ein Myon im Mittel ungefähr 0.1% (Paarerzeugung) bzw. 1% (Bremsstrahlung) seiner Energie. Da bei der Bremsstrahlung die Verteilung des Energieverlustes nur umgekehrt proportional zu diesem abfällt, ist der Energieverlust extremen *Fluktuationen* unterworfen.

Um zu testen, inwieweit sich die Energie eines Myons mittels der Bursts bestimmen läßt, wurde eine Apparatur aufgebaut, bei der die Energie der abgestrahlten Quanten in einem mehrlagigen Absorber deponiert wird und nach jeder Lage mit einer aktiven Schicht stichprobenartig gemessen wird. In der Teilchenphysik wird ein solcher Detektor üblicherweise Kalorimeter genannt.

Bei dem Versuch, aus diesen Bursts das Energiespektrum von horizontalen Myonen zu rekonstruieren, ergibt sich ein Problem [TRE91]. Obwohl die Wirkungsquerschnitte für Strahlungsprozesse bei niederenergetischen Myonen unterhalb von 100 GeV kleiner sind als bei hochenergetischen, kommen absolut gesehen Strahlungsprozesse durch niederenergetische Myonen häufiger vor, weil der Fluß der Myonen zu niederen Energien hin sehr stark zunimmt. Wegen der großen Fluktuationen der Energiedeposition bewirkt dies eine systematische Verzerrung des rekonstruierten Energiespektrums zu hohen Energien.

Folglich wäre es wünschenswert, mit einer unabhängigen Messung gegen niederenergetische Myonen zu diskriminieren. Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Energie von Myonen unterhalb von 100 GeV zu bestimmen:

- Impulsmessung mit einem Magnetspektrometer.
- Bestimmung der Geschwindigkeit mit einem Schwellen-Cherenkov-Zähler.
- Messung des Ionisationsverlusts $\frac{dE}{dx}$ im Bereich des logarithmischen Anstiegs.

Die beiden ersten Methoden benötigen sehr große Meßapparaturen. Bei einem Magnetspektrometer würde man beispielsweise ein mehr als 1 m langes massives Eisenjoch benötigen, um 100 GeV Myonen bei einem Magnetfeld von 0.5 T auflösen zu können. Für einen

Schwellen-Cherenkov-Zähler braucht man Radiatoren mit sehr kleiner Dichte, bevorzugt Gase. Dabei ist die Ausbeute an Cherenkov-Licht aber sehr klein, so daß man sehr lange Radiatoren verwenden muß. Um beispielsweise Myonen oberhalb von 100 GeV nachweisen zu können, benötigt man bei einer Cherenkov-Schwelle von 30 GeV bereits einen mindestens fünf Meter langen Radiator.

Auch die dritte Methode ist in bisher realisierten Ausführungen mit gasgefüllten Proportionalkammern platzaufwendig [LEH78]. Der Ionisationsverlust unterliegt Fluktuationen, die die Bestimmung der Teilchenenergie stark erschweren. Um die erforderliche Auflösung zu erhalten, benötigt man etwa hundert Kammern, die bei einer typischen Dicke von mehreren Zentimetern einen Detektor von mehreren Metern Länge ergeben.

Verwendet man statt gasgefüllter Proportionalkammern Flüssigkeits-Ionisationskammern, so läßt sich ein relativ kompakter Detektor bauen, da die Dicke der einzelnen Lagen aufgrund der höheren Dichte deutlich kleiner werden kann. Allerdings ist in Flüssigkeiten der relativistische Anstieg wesentlich geringer als in Gasen, was die Energiebestimmung erschwert.

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, inwieweit man trotz des geringeren relativistischen Anstiegs die Energie von Myonen durch eine $\frac{dE}{dx}$ -Messung in einem Flüssigkeits-Ionisationsdetektor bestimmen kann. Mittels Simulationsrechnungen wird untersucht, ob man niederenergetische Myonen identifizieren kann. Um diese Simulationsrechnungen experimentell zu überprüfen, wurde eine mehrlagige Flüssigkeits-Ionisationskammer gebaut und der Sättigungswert des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ durch Ionisation von Myonen der kosmischen Strahlung gemessen.

Außerdem wurde der Energieverlust $(\frac{dE}{dx})_{mip}$ von minimal ionisierenden Myonen bestimmt. Dieser Wert wird für die Eichung der Ionisationskammern benötigt, die im Hadron-Kalorimeter des KASCADE-Experiments verwendet werden.

Kapitel 2

Motivation

Ausgehend von einer kurzen Zusammenstellung des Kenntnisstandes über die hochenergetische kosmische Strahlung wird in diesem Kapitel der Zusammenhang der vorliegenden Arbeit mit dem KASCADE-Experiment dargestellt. Insbesondere wird dabei auf Myonen eingegangen.

2.1 Kosmische Strahlung

2.1.1 Eigenschaften der primären Strahlung

Die Energie der primären kosmischen Teilchen variiert über mehr als 13 Zehnerpotenzen bis zu einer gegenwärtig nachgewiesenen Energie von 10^{20} eV. Dabei nimmt der Teilchenfluß von ca. $\frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}}$ bei niederenergetischen Teilchen auf $\frac{1}{\text{km}^2 \cdot 100 \text{a} \cdot \text{EeV}}$ bei den höchstenergetischen ab. Der Abfall läßt sich mit einem Potenzgesetz beschreiben, wobei der Exponent über viele Größenordnungen der Energie praktisch konstant ist. Bei $E \approx 3 \cdot 10^{15}$ eV zeigt das Energiespektrum jedoch einen leichten Knick und wird etwas steiler (vergleiche Abbildung 2.1):

$$dI \propto E^{-\delta} dE, \quad \delta = \begin{cases} 2.7 & \text{für } E < 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3.0 & \text{für } E > 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \end{cases}$$

Der Grund für diesen Knick, auch „Knie“ genannt, ist bisher nicht genau bekannt. Es könnte ein Zusammenhang mit einem Wechsel in der *chemischen Zusammensetzung* der Strahlung bestehen. Diese konnte bei Energien ($E \approx 10^{14}$ eV) unterhalb des Knies mit direkten Messungen oberhalb der Atmosphäre bestimmt werden und ergab ca. 50% Protonen, 25% α -Teilchen, 13% CNO-Kerne und 13% Kerne der Fe-Gruppe ($Z > 25$). Elektronen machen weniger als 1% aus, γ -Quanten nur ein Promille [SOK89]. Die Ergebnisse einer solchen Messung einzelner Elemente in einem Space-Shuttle-Experiment [HEU90] sind ebenfalls in Abbildung 2.1 eingetragen.

Oberhalb einer Energie von 10^{14} eV konnte die Zusammensetzung bisher nicht festgestellt werden, da für direkte Messungen die Rate zu klein ist und Luftschauer-Experimente bisher keine eindeutigen Ergebnisse liefern konnten. Extrapoliert man die gegenwärtigen

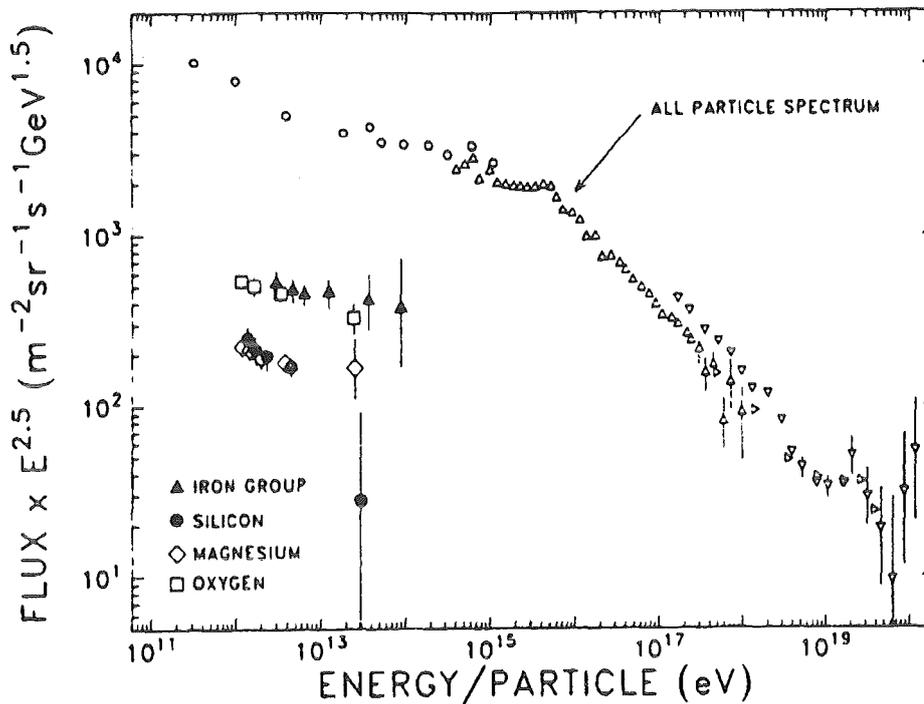


Abbildung 2.1: Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung. Der Übersichtlichkeit halber ist die Ordinate mit $E^{2.5}$ multipliziert (aus [MUL91]).

Daten zu höheren Energien, so deutet sich eine Zunahme des Eisenanteils an. Dies könnte dadurch erklärt werden, daß bei den hohen Energien der Gyroradius der Teilchen im interstellaren Magnetfeld für leichte Kerne bereits größer als die Dicke der galaktischen Scheibe werden kann und diese Teilchen die Galaxie verlassen. Man spricht vom sogenannten „Leaky Box“ Modell.

Der weitaus größte Teil der kosmischen Strahlung hat seinen Ursprung in unserer Galaxie. Allerdings können spezielle Quellen der geladenen Strahlung im Gegensatz zu γ -Punktquellen nicht identifiziert werden, da die Teilchen bei ihrer Ausbreitung in der Galaxie durch Diffusion in den interstellaren Magnetfeldern ihre ursprüngliche Richtung verlieren. Dies führt dazu, daß die geladene Strahlung nahezu *isotrop* auf die Erdatmosphäre auftrifft. Erst bei einer Energie $E \geq 10^{17} \text{ eV}$ wird die Anisotropie größer als 1% [HIL84], und man beobachtet einen Überschuß aus der galaktischen Scheibe.

Es wird angenommen, daß Teilchen mit $E \leq 10^{14} \text{ eV}$ ihre Energie in Supernova-Schockwellen erhalten. Für die Beschleunigung auf Energien $E > 10^{14} \text{ eV}$ zieht man aktive kosmische Objekte in Betracht, wozu Supernovae, Pulsare, galaktische Kerne, Quasare und Radio-Galaxien gehören [SOK89]. So konnten Modelle entwickelt werden, die Beschleunigungen bis zu einer Energie von $E \approx 10^{20} \text{ eV}$ als möglich vorhersagen [GAI90]. Jedoch handelt es sich bei den meisten Voraussetzungen für solche Modelle um vage Extrapolationen, die bisher einer experimentellen Absicherung entbehren. Teilweise können solche Theorien anhand der von ihnen vorhergesagten chemischen Zusammensetzung der Strahlung in diesem Energiebereich geprüft werden.

Für ein weitergehendes Verständnis des Ursprungs der kosmischen Strahlung ist also eine Bestimmung der chemischen Zusammensetzung bei Energien oberhalb von 10^{14} eV sehr wichtig. In absehbarer Zeit ist aber nicht zu erwarten, daß wesentlich längere Meßzeiten oder viel größere Detektoren oberhalb der Erdatmosphäre realisiert werden können. Deshalb bleibt nur die indirekte Messung der Zusammensetzung am Erdboden. Dabei bestimmt man mit einem Feld von großflächig angeordneten Detektorstationen durch den Nachweis möglichst vieler Parameter eines *ausgedehnten Luftschauers* die Energie und die Masse des Primärteilchens.

2.1.2 Ausgedehnte Luftschauer

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre wechselwirken die primären Teilchen mit den Kernen der O_2 - und N_2 -Moleküle. Bei diesen Wechselwirkungen entstehen Sekundärteilchen, im wesentlichen Pionen (vergleiche Abbildung 2.2). Die neutralen Pionen zerfallen sehr

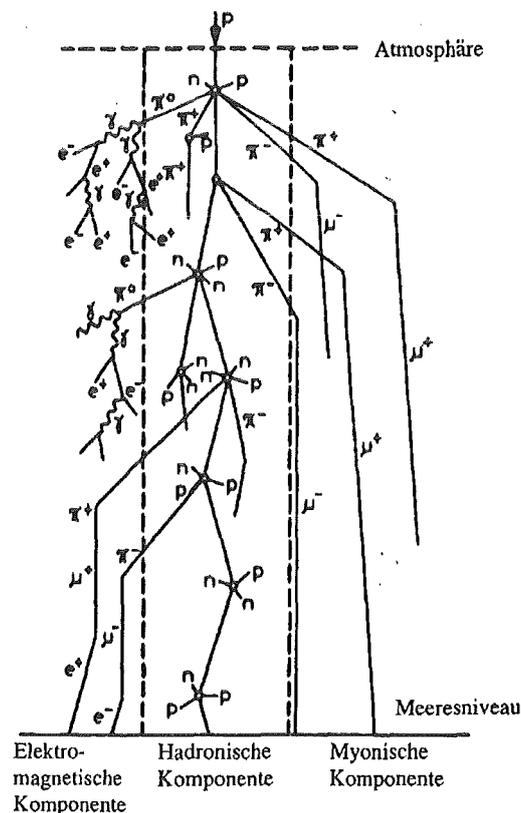


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers.

schnell ($\tau_0 \approx 10^{-16}$ s) in zwei γ -Quanten, ohne vorher wechselwirken zu können. Diese wiederum lösen elektromagnetische Kaskaden aus, die sich durch Paarerzeugung der γ -Quanten beziehungsweise Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen entwickeln.

Diese Kaskaden bilden die *elektromagnetische Komponente* des Luftschauers. Im Vergleich zum π^0 -Zerfall ist der Zerfall der geladenen Pionen langsam:

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau_0 \approx 2.6 \cdot 10^{-8} s)$$

Folglich konkurrieren in Abhängigkeit von der Pionenergie und der Dichte der Atmosphäre Wechselwirkungen mit dem Zerfall, aus dem die *myonische Schauerkomponente* entsteht. Die kritische Energie für Myonen in Luft beträgt 3.6 TeV . Bei einer typischen Energie von wenigen GeV verlieren deshalb die meisten Myonen ihre Energie in der Atmosphäre praktisch nur über Ionisationsprozesse. Außerdem ist durch die Zeitdilatation für solche Myonen bereits der Zerfall stark unterdrückt. Sie haben somit eine große Reichweite in der Atmosphäre.

Die geladenen Pionen zusammen mit Nukleonen und anderen stark wechselwirkenden Sekundärteilchen bilden den *hadronischen Schauer*. Diese hadronische Komponente stellt den Kern des Luftschauers dar, der auf dem Weg durch die Lufthülle infolge der π^0 -Produktion die elektromagnetische Komponente und infolge der π^\pm -Produktion die myonische Komponente ständig nachliefert. Bei jeder hadronischen Wechselwirkung geht im Mittel ein Drittel der Energie in die elektromagnetische Komponente. Von dort kann die Energie praktisch nicht mehr in die hadronische Komponente zurückgelangen. Da ein einzelnes Hadron meistens öfters wechselwirkt, fließt der größte Teil der Primärenergie in die elektromagnetische Komponente, die somit die Schauerentwicklung wesentlich bestimmt.

Bei dem entstehenden ausgedehnten Luftschauer vermehren sich anfangs die Teilchen exponentiell, wobei aber ihre Energie ständig abnimmt. Schließlich wird die kritische Energie der Elektronen erreicht, die in Luft 84 MeV beträgt. Bei dieser Energie ist die Zahl der Schauerteilchen am größten, und das Schauermaximum ist erreicht. Anschließend verlieren die Elektronen ihre Energie vorwiegend durch Ionisation und werden schließlich absorbiert. Die Teilchenzahl nimmt wieder ab. In der Atmosphäre entsteht eine pfannkuchenförmige Teilchenscheibe, die senkrecht zur ursprünglichen Einfallsrichtung des Primärteilchens orientiert ist und sich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre auf den Erdboden zubewegt. Mit zunehmender Eindringtiefe in die Atmosphäre nehmen die Dicke und der Radius des „Pfannkuchens“ zu, wobei am Rand die Teilchendichte stark abnimmt. Auf Meeresniveau ist die Scheibe bei einer Primärenergie $E_{\text{Proton}} \approx 10^{15} \text{ eV}$ typischerweise 10 m dick und hat einen Radius von ungefähr 150 m .

Die drei verschiedenen Komponenten des Schauers unterscheiden sich sowohl in den Teilchenzahlen als auch in den Lateralverteilungen und Energiespektren der Teilchen. Für eine Primärenergie von beispielsweise $E_{\text{Proton}} \approx 10^{15} \text{ eV}$ erhält man auf Meereshöhe ca. 100000 Elektronen, etwa 10000 Myonen und einige hundert Hadronen, deren Energie oberhalb einer im Schauerkern realisierbaren Nachweisschwelle von 10 GeV liegt. Die Myonen haben mit einem Radius von mehreren hundert Metern die breiteste Lateralverteilung, was damit zusammenhängt, daß sie auf Grund ihres hohen Durchdringungsvermögens noch aus großen Höhen die Erdoberfläche erreichen können. Bei der elektromagnetischen Komponente beträgt der Radius ungefähr 80 m , während er beim hadronischen Schauerkern nur etwa 10 m beträgt [GAB92]. Diese Zahlen legen die Abmessungen für ein Detektorfeld fest, wenn man bei Primärenergien im Bereich des Knicks im Spektrum, also $E_0 \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$, den Schauer fast vollständig erfassen möchte.

Ein von einem Proton ausgelöster Luftschauer unterscheidet sich von einem durch einen schweren Kern induzierten bei gleicher Primärenergie in seiner ganzen Entwicklung. Bei einem Fe-Schauer beispielsweise werden insgesamt mehr Sekundärteilchen erzeugt als beim p-Schauer. Dies wird verständlich, wenn man sich einen Eisen-Kern als Superposition von 56 unabhängigen Nukleonen mit $E_N = \frac{1}{56} E_{Fe}$ vorstellt und berücksichtigt, daß die mittlere Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen N_S nur logarithmisch wächst.

Die größere Zahl der Sekundärteilchen bei einem schweren Primärteilchen bewirkt, daß auf Meereshöhe *mehr* Myonen als beim p-Schauer vorhanden sind.

Da bei einem schweren Primärteilchen die Energie pro Nukleon kleiner ist, liegt das Schauermaximum weiter oben in der Atmosphäre. Deshalb sind auf Meereshöhe trotz der größeren Gesamtteilchenzahl *weniger* Elektronen und nachweisbare Hadronen als beim p-Schauer vorhanden.

2.2 Myonen der kosmischen Strahlung

2.2.1 Impulsspektrum

Die Myonen entstehen im wesentlichen durch den π - und K -Zerfall:

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau_o \approx 1.2 \cdot 10^{-8} s; BR \approx 63.5\%)$$

Das Verzweigungsverhältnis BR des bereits genannten π^\pm -Zerfalls beträgt $BR \approx 100\%$. Aus der Kinematik des Zweikörperzerfalls folgt für die mittlere Myon-Laborenergie $\langle E_\mu \rangle = 0.79 E_\pi$ bzw. $\langle E_\mu \rangle = 0.52 E_K$. Die Myonen können auf ihrem Weg zum Erdboden zerfallen:

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (\tau_o \approx 2.2 \cdot 10^{-6} s)$$

Mit dem Primärteilchenfluß und den bekannten Wechselwirkungs- und Zerfallswahrscheinlichkeiten läßt sich das Myonspektrum auf Meeresebene berechnen. Dabei ergibt sich, daß

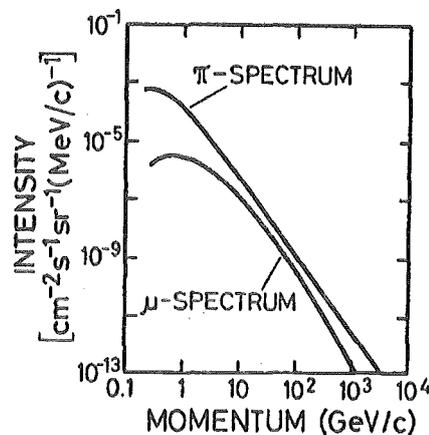


Abbildung 2.3: Impulsspektrum vertikal einfallender Myonen auf Meereshöhe im Vergleich mit dem Spektrum der sie erzeugenden Pionen (aus [ALK84]).

der relative Beitrag von Kaonen bei kleinen Myonenenergien gering ist ($\approx 5\%$), jedoch mit wachsender Energie auf ungefähr 25% zunimmt [GAI90]. Man findet außerdem, daß das Energiespektrum der höherenergetischen Pionen praktisch durch das gleiche Potenzgesetz beschrieben wird wie das der Primärteilchen.

Abbildung 2.3 zeigt das differentielle Impulsspektrum für vertikal einfallende Myonen auf Meereshöhe. Verglichen wird dies mit dem Impulsspektrum der Pionen bei ihrer Produktion in der Atmosphäre. Unterhalb von $P_\mu = 10 \text{ GeV}/c$ wird der Myonfluß wesentlich kleiner als der Pionfluß, da die umgekehrt zum Impuls proportionale Zerfallswahrscheinlichkeit der Myonen nicht mehr vernachlässigbar ist. Bei hohen Impulsen $P_\mu \gg 100 \text{ GeV}/c$ fällt das Myonspektrum um den Faktor E_μ^{-1} steiler ab, was damit zusammenhängt, daß die Pionen aufgrund ihrer hohen Energie wechselwirken, bevor sie zerfallen können.

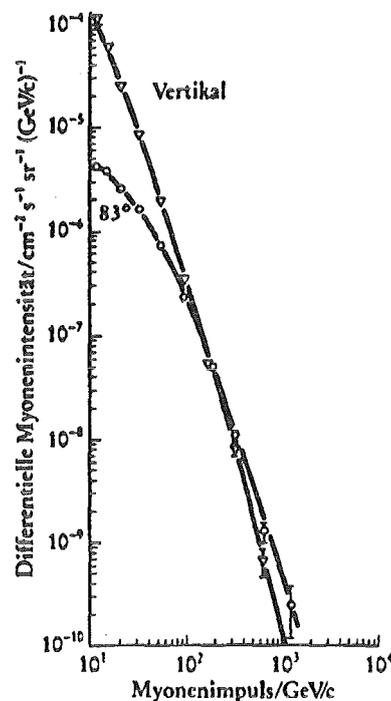


Abbildung 2.4: Impulsspektren von Myonen aus vertikaler Richtung und bei einem Zenitwinkel von 83° . (aus [ALK75]).

Das Impulsspektrum hängt vom Winkel θ gegen den Zenit ab, da die effektive Dicke der Atmosphäre mit θ zunimmt. Der integrale Myonfluß $I(E_\mu \geq E'_\mu)$ läßt sich folgendermaßen parametrisieren [ALK84]:

$$I(E_\mu \geq E'_\mu; \theta) \propto (\cos \theta)^{n(E'_\mu)}, \quad \langle n \rangle \approx 1.85. \quad (2.1)$$

Falls der Energieverlust der Myonen in der Atmosphäre im Verhältnis zur Myonenenergie vernachlässigbar wird, ändert sich auch deren Zenitwinkelabhängigkeit. Für Energien oberhalb 5 TeV wird

$$I(E_\mu \geq E'_\mu; \theta) \propto \frac{1}{\cos \theta}.$$

Dies liegt daran, daß die Elternteilchen der Myonen bei großen Zenitwinkeln lange Wege proportional zu $\frac{1}{\cos \theta}$ in dünnen Schichten der oberen Atmosphäre zurücklegen. Deshalb sind die Zerfallsprozesse wahrscheinlicher als die Wechselwirkungen. Zerfälle führen aber zu hochenergetischen Myonen. Für vertikale Richtungen treten die Elternteilchen in den hohen Dichtegradienten der Atmosphäre ein. Hier ist die Wechselwirkung der Elternteilchen favorisiert, die dabei ihre Energie auf viele niederenergetische tertiäre Teilchen verteilen.

Abbildung 2.4 zeigt die Impulsspektren von Myonen aus vertikaler Richtung und bei einem Zenitwinkel von 83° . Man sieht, daß die horizontalen Myonen ab etwa 200 GeV häufiger werden als die vertikalen. Da in dieser Arbeit das Hauptinteresse bei den hochenergetischen Myonen liegt, wurden die Messungen mit horizontalen Myonen durchgeführt. Damit kann der Untergrund, den die niederenergetischen Myonen darstellen, besser unterdrückt werden.

2.2.2 Hochenergetische Myonen in Luftschauern

Aus obigen Bemerkungen folgt, daß hochenergetische Myonen vorwiegend aus den ersten Wechselwirkungen stammen. In Abbildung 2.5 sind die Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit dem Programm CORSIKA [CAP92] für die Generation der Myonen dargestellt. Unter der Generation versteht man die Anzahl der vorangegangenen inelastischen Wechselwirkungen mit Beteiligung eines *Hadrons*, wobei der Pionzerfall mitgezählt wird. Man sieht, daß die meisten hochenergetischen Myonen oberhalb 100 GeV in der 3. Generation entstehen (Abbildung 2.5 b), wohingegen die niederenergetischen vorwiegend in der 6. Generation erzeugt werden (Abbildung 2.5 a).

Daraus ergibt sich, daß die Myonen mit großer Energie die Parameter der hochenergetischen hadronischen Wechselwirkung widerspiegeln. So kann aus der Verteilung von parallel laufenden und koinzidenten Myonen auf die Multiplizität der Pion-Produktion bei extrem hohen Energien geschlossen werden. Desweiteren erhält man aus der Lateralvertei-

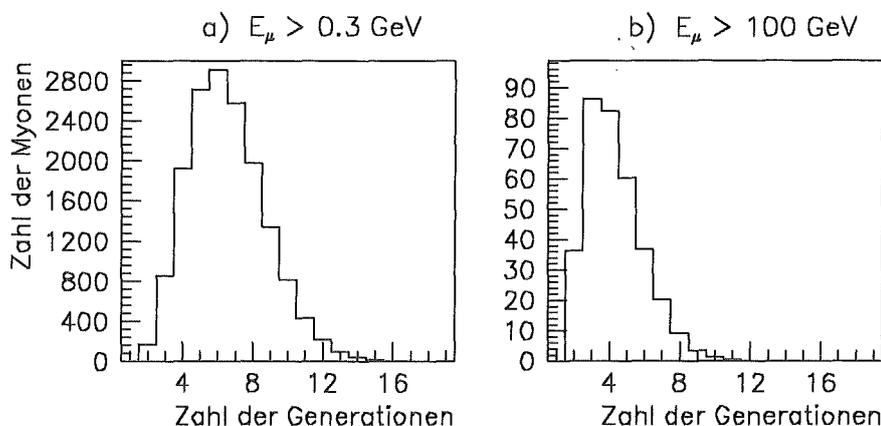


Abbildung 2.5: Generation von Myonen im Luftschauer bei einer Primärenergie von 10^{15} eV , Simulation mit CORSIKA. Dargestellt sind die Verteilungen bei einem Fe-induzierten Schauer für verschiedene Energieschwellen.

lung der hochenergetischen Myonen Informationen über die mittleren Transversalimpulse der Pionen, die in Wechselwirkungen bei Energien um $10^{14} - 10^{15}$ eV erzeugt werden. Da die Transversalimpulse bereits experimentell bis zu Energien von 10^{15} eV bekannt sind [SOK89], kann umgekehrt aus einem gemessenen Transversalimpuls auf die Höhe der ersten Wechselwirkungen geschlossen werden.

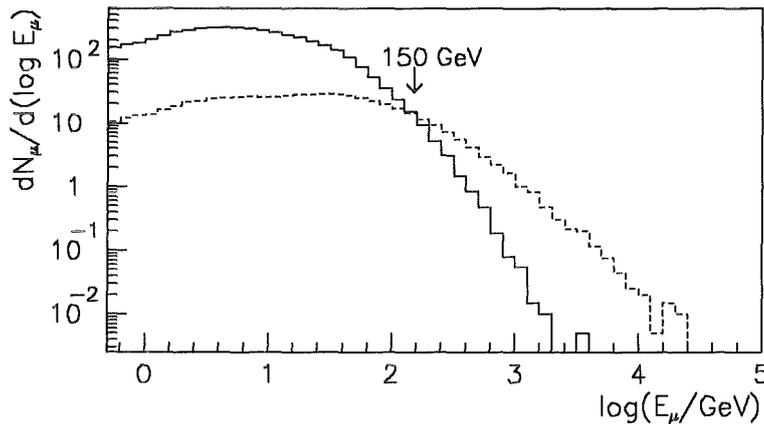
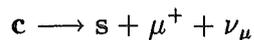


Abbildung 2.6: **Energiespektrum von Myonen im p-induzierten Luftschauer bei einer Primärenergie von 10^{15} eV**, Simulation mit CORSIKA: Energieschwelle bei 0.3 GeV. Dargestellt sind die Spektren für den Radiusbereich von $20 - 200$ m Abstand von der Schauerachse (durchgezogene Kurve) bzw. von $0 - 20$ m (gestrichelte Kurve).

Die Transversalimpulse sind nahezu energieunabhängig und klein gegen die Longitudinalimpulse. Deshalb kommen hochenergetische Myonen vorwiegend nahe der Schauerachse vor. Dies wird mit Abbildung 2.6 belegt, bei der das Energiespektrum für verschiedene Abstandsbereiche von der Schauerachse aufgetragen ist. Man erkennt, daß oberhalb von 150 GeV Myonen aus dem Radiusbereich bis zu 20 m um die Schauerachse wesentlich häufiger werden als Myonen aus dem Bereich mit mehr als 20 m Abstand.

Die Transversalimpulse sind aus einem weiteren Grund sehr interessant. Abgesehen von den bereits beschriebenen Erzeugungsprozessen können die hochenergetischen Myonen zu einem kleinen Bruchteil auch aus semileptonischen Zerfällen von Hadronen entstehen, die schwere Quarks (c, b, t) enthalten. Ein solcher Zerfall kann im Quark-Bild zum Beispiel folgendermaßen aussehen:



Die Teilchen mit „schwerem flavor“ haben so kurze Lebensdauern ($\tau_c \approx 10^{-12}$ s), daß sie praktisch immer zerfallen, bevor sie wechselwirken können. Deshalb spricht man von *prompten Myonen*. Da die invariante Masse M bei solchen Prozessen jedoch viel größer ist als beim Pion- bzw. Kaon-Zerfall ($M_c = 1.7$ GeV/ $c^2 \gg M_\pi = 0.139$ GeV/ c^2), ist der Transversalimpuls von prompten Myonen größer als bei Myonen aus dem π - bzw. K -Zerfall.

2.3 Das KASCADE-Experiment

2.3.1 Auslegung des Experiments

Das KASCADE-Experiment, das gegenwärtig in Karlsruhe (110 m ü. N.N.) aufgebaut wird, ist ein neues Luftschauer-Experiment, dessen wissenschaftliches Hauptziel die Be-

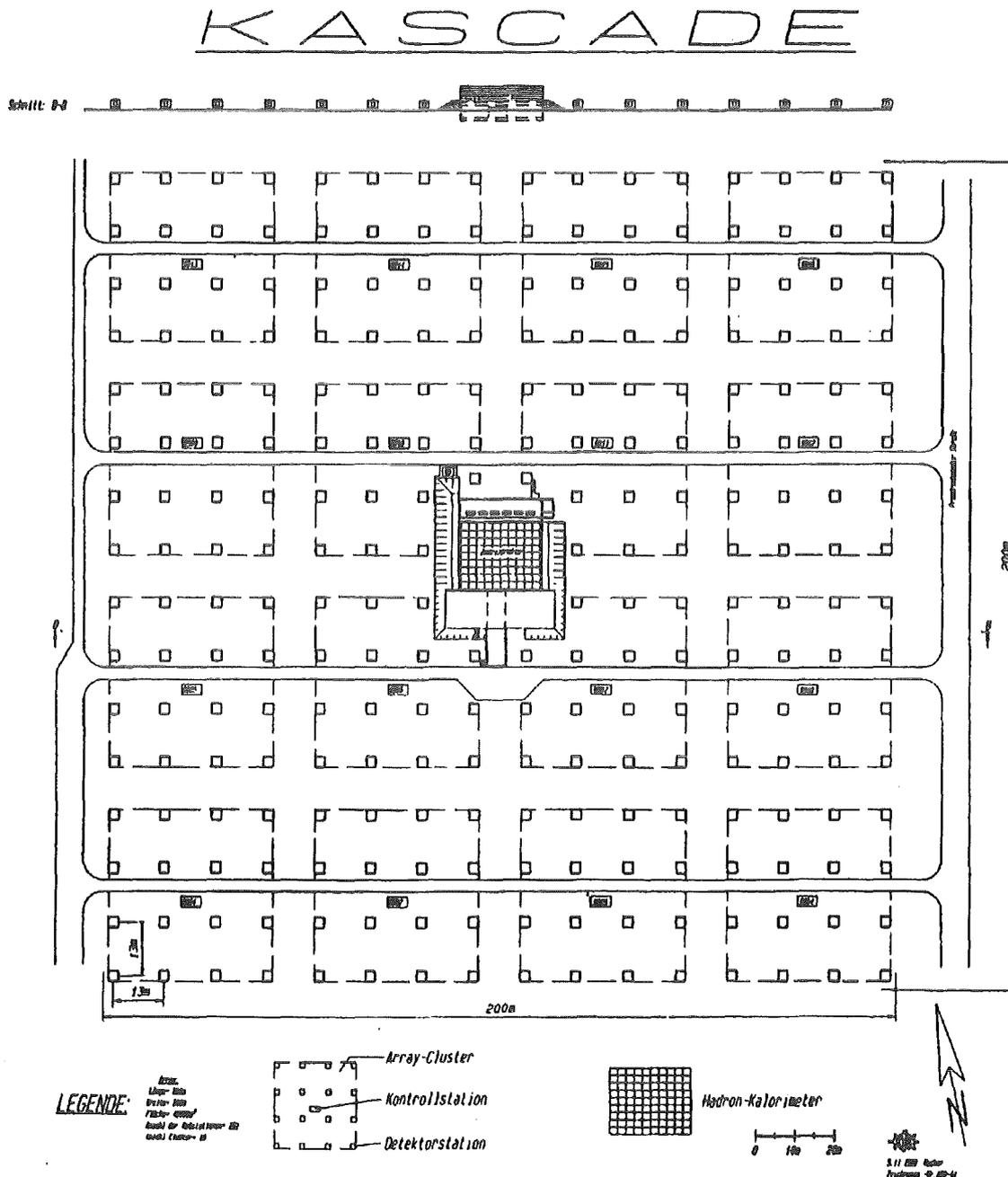


Abbildung 2.7: Anordnung der Detektoren im KASCADE-Experiment

stimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei Primärenergien $E_0 = 3 \cdot 10^{14} - 10^{17} \text{ eV}$ ist. Dies soll dadurch erreicht werden, daß alle drei Schauerkomponenten gleichzeitig gemessen werden.

Dazu dient für die elektromagnetische und myonische Komponente ein $200 \times 200 \text{ m}^2$ großes Detektorfeld („Array“) mit 252 Detektorstationen, die in einem Abstand von je 13 m angeordnet sind. Zum Nachweis der Hadronen entsteht in der Mitte des Arrays ein Zentraldetektor, dessen Hauptbestandteil ein $16 \times 20 \text{ m}^2$ großes Hadron-Kalorimeter ist.

Abbildung 2.7 zeigt die Anordnung des Experiments. Je 16 der Detektorstationen (weiße Rechtecke) werden in einer Kontrollstation (schwarze Rechtecke) zu einer elektronischen Einheit zusammengefaßt und bilden ein sogenanntes „Cluster“. Mit einer effektiven Fläche von 3.2 m^2 pro Detektorstation erhält man eine Flächenbelegung des Arrays von 2%. Damit ist die Flächenbelegung im Vergleich zu anderen Experimenten wesentlich größer, so daß die Streuungen in den Meßgrößen vorwiegend durch die intrinsischen Schauerfluktuationen und weniger durch die begrenzte Detektorfläche verursacht werden.

Eine Detektorstation besteht aus vier Szintillatoren zum Nachweis der e/γ -Komponente [VOL92] und aus Myonzählern [KRI92], die unter einer Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen angebracht sind.

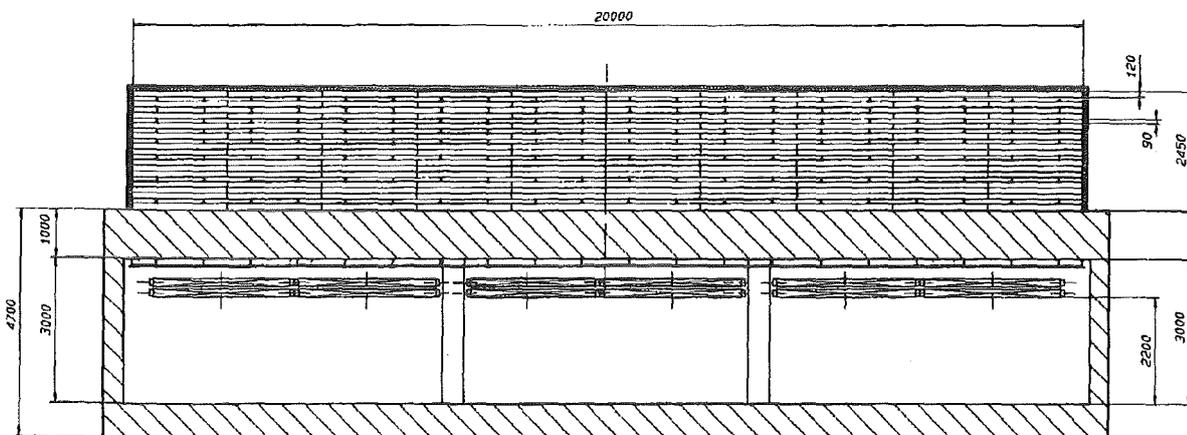


Abbildung 2.8: Seitenansicht des Zentraldetektors von KASCADE

Das zentrale Hadron-Kalorimeter [DOL90] besteht aus aufeinander gestapelten Eisenplatten, deren Dicke zwischen 12 cm in den oberen Lagen und 36 cm in der untersten Schicht variiert (vergleiche Abbildung 2.8). In ihnen werden die Hadronen vollständig absorbiert. Die totale Kalorimeterdicke stellt nämlich 11 hadronische Wechselwirkungslängen dar, was in etwa der Dicke der darüberliegenden Atmosphäre entspricht. In sieben Ebenen zwischen den Eisenplatten wird die deponierte Energie eines anschauernden Hadrons mit Ionisationskammern gemessen, um seine Energie zu rekonstruieren.

Die Ionisationskammern sind mit der Flüssigkeit Tetra-Methyl-Silan (TMS) gefüllt und haben eine Größe von $50 \times 50 \times 1 \text{ cm}^3$. Jede Kammer besitzt vier $25 \times 25 \times 0.1 \text{ cm}^3$ große Elektroden, die in einer 7 mm starken aktiven TMS-Schicht eingebettet sind. Insgesamt

kommen 10000 Kammern zum Einsatz.

Unter dem Kalorimeter wird die Zahl der Myonen und ihre Position mit Vieldraht-Proportionalkammern [HOR90] auf einem Bereich von $300 m^2$ gezählt. Die Energieschwelle für Myonen liegt hier mit $2 GeV$ wegen der Abschirmung durch das darüberliegende Kalorimeter deutlich höher als bei den Array-Detektoren mit $0.3 GeV$.

2.3.2 Messung von hochenergetischen Myonen

Mit dem KASCADE-Detektor kann die Energie der Myonen nicht gemessen werden. Wie bereits erwähnt, tragen aber hochenergetische Myonen zusätzliche, interessante Informationen über die Schauerentwicklung. Deshalb wird daran gedacht, in einer späteren Ausbaustufe des Experiments die Energie von Myonen mit $E_\mu \geq 100 GeV$ wenigstens approximativ zu bestimmen. Beispielsweise könnte dafür ein Detektorsystem im Keller des Zentraldetektors unter den Myonkammern installiert werden.

Damit wären die Randbedingungen für ein geeignetes Detektorsystem gegeben. Es dürfte höchstens $2 m$ hoch sein, müßte aber eine große aktive Fläche haben ($\sim 300 m^2$). Diese Anforderungen können die meisten Methoden der Energiemessung von Myonen nicht erfüllen:

- Für den Einsatz von *Magnetspektrometern* ist die zur Verfügung stehende Höhe h viel zu gering. Die Impulsaufösung verbessert sich nämlich nur mit $1/\sqrt{h}$. Außerdem läßt sich eine solch große aktive Fläche nicht erreichen. Beispielsweise hatte das MUTRON-Spektrometer als eines der größten überhaupt nur eine Querschnittsfläche von $14 m^2$ [HIG78].
- Prototypen von *Übergangsstrahlungsdetektoren* für den großflächigen Einsatz in Höhenstrahlungs-Experimenten sind bereits entwickelt worden [BEL91], jedoch nur für Myonenenergien unterhalb von $1 TeV$. Um oberhalb von $1 TeV$ messen zu können, bräuchte man viellagige Folienradiatoren, die mehrere Meter dick sein müßten [CAS87]. Auch hier ist die Kellerhöhe viel zu gering.

Als eine geeignete Methode bleibt der bereits in der Einleitung erwähnte *Nachweis von elektromagnetischen Bursts* mit Kalorimetern [GET93]. Um diese Nachweismöglichkeit zu studieren, wurde ein Blei-Kalorimeter als Prototyp aufgebaut und an horizontalen Myonen getestet. Ihr Energiespektrum konnte damit bis $300 GeV$ reproduziert werden [TRE91]. Da das Spektrum jedoch sehr steil mit der Energie abfällt und die Fluktuationen bei der Energiebestimmung groß sind, bewirkt der Untergrund aus niederenergetischen Myonen unterhalb $100 GeV$, daß der Myonfluß bei höheren Energien überschätzt wird. Abhilfe könnte eine zusätzliche Messung bringen, mit der gegen niederenergetische Myonen diskriminiert werden kann. Beim Einsatz der Burstzähler im KASCADE-Experiment würde dieses Problem nicht so stark auftreten, da das Spektrum der Myonen *im Luftschauer* weniger steil mit der Energie abfällt, vergleiche Abbildung 2.6.

Für den Prototypentest mit den horizontalen Myonen sollte eine Zusatzmessung der Energie deshalb nicht allzu aufwendig sein. Die Messung des relativistischen Anstiegs des Ionisationsverlustes mit Flüssig-Ionisationskammern erschien aus folgenden Gründen als geeignet.

Zum einen kann ein relativ kompakter Detektor gebaut werden, da Flüssigkeiten im Vergleich zu Gasen wegen ihrer viel größeren Dichte einen hohen spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ haben. Desweiteren steht mit TMS eine geeignete Detektorflüssigkeit zur Verfügung. Gegenüber flüssigem Argon hat TMS den Vorteil, daß es bereits bei Raumtemperatur flüssig ist, so daß der Aufwand für Kryostate entfällt.

Ein weiterer Grund für die Messung des Ionisationsverlustes von Myonen in TMS ist der folgende. Beim KASCADE-Experiment ist vorgesehen, die Ionisationskammern des Hadronkalorimeters mit vertikal einfallenden Myonen der kosmischen Strahlung zu kalibrieren. Dafür muß die von den Myonen in den Ionisationskammern deponierte Energie auf wenige Prozent genau bekannt sein. Um die theoretischen Berechnungen für die deponierte Energie experimentell zu überprüfen, muß diese mit der erforderlichen Genauigkeit gemessen werden. Dies ist mit den Ionisationskammern des Hadron-Kalorimeters nur bedingt möglich, da sie auf das große Signal von vielen Schauerteilchen ausgelegt sind. Die eigens für das kleine Myonsignal ausgelegte Ionisationskammer, die in dieser Arbeit aufgebaut wurde, eignet sich für eine solche Messung wesentlich besser.

Kapitel 3

Grundlagen

3.1 Energieverluste durch Ionisation

3.1.1 Verteilung des Energieverlustes

Myonen unterliegen beim Durchqueren von Materie Stoßprozessen mit den Elektronen und Kernen der Atome. Dabei werden durch die Coulombsche Wechselwirkung Impuls und Energie auf die Hüllenelektronen übertragen. Die im Vergleich zu den Myonen leichten Elektronen können einen relativ großen Anteil der Energie des einfallenden Teilchens aufnehmen, ohne das Myon merklich abzulenken. Dagegen absorbieren die Kerne sehr wenig Energie, streuen aber wegen ihrer größeren Ladung und Masse stärker. Myonen verlieren ihre Energie daher fast ausschließlich durch inelastische Stöße mit den Elektronen, wohingegen ihre Ablenkung aus der Einfallsrichtung im wesentlichen aus elastischen Stößen mit den Atomkernen resultiert. Letztere ist für relativistische Teilchen, wie es die meisten Myonen der kosmischen Strahlung sind, sehr klein, da der mittlere quadratische Ablenkungswinkel $\sqrt{\langle\theta^2\rangle}$ umgekehrt proportional zum Produkt aus Impuls und Geschwindigkeit v des Teilchens ist.

Die auf die Elektronen übertragene Energie führt entweder zu einer Anregung oder Ionisation des Atoms. Bei besonders großen Energieüberträgen haben die freigesetzten Elektronen so viel kinetische Energie, daß sie ihrerseits zu ionisierenden Teilchen werden, die eine Sekundärionisation bewirken. Solche Elektronen nennt man in der Literatur üblicherweise *δ -Elektronen*.

Bei vorgegebener Dicke x der durchquerten Materie unterliegen sowohl die Zahl der Stöße als auch der beim einzelnen Stoß vermittelte Energieübertrag statistischen Schwankungen. Somit fluktuiert auch der sich aus der Gesamtheit dieser Stöße ergebende Energieverlust Δ . Die resultierende Verteilung des Energieverlustes $f(x, \Delta)$ bei gegebener Teilchenenergie hängt vom Medium und seiner Dicke x ab.

Für TMS mit einer Schichtdicke von wenigen cm und bei Myonenenergien oberhalb $400 MeV$ ist die Verteilung des Energieverlustes eine Funktion, die von Landau [LAN44] erstmals berechnet wurde. Abbildung 3.1 zeigt eine solche Verteilung für $1.5 cm$ TMS und $E_\mu = 700 MeV$. Wesentliches Merkmal ist die asymmetrische Form mit einem langen

Ausläufer zu hohen Werten des Energieverlustes. Dies bewirkt, daß der Mittelwert der Verteilung größer ist als der wahrscheinlichste Wert. Der Grund für die Asymmetrie liegt darin, daß zentrale Stöße mit sehr großem Energieübertrag wegen des kleineren Wirkungsquerschnittes wesentlich seltener vorkommen als Stöße mit großem Stoßparameter und kleinem Energieübertrag.

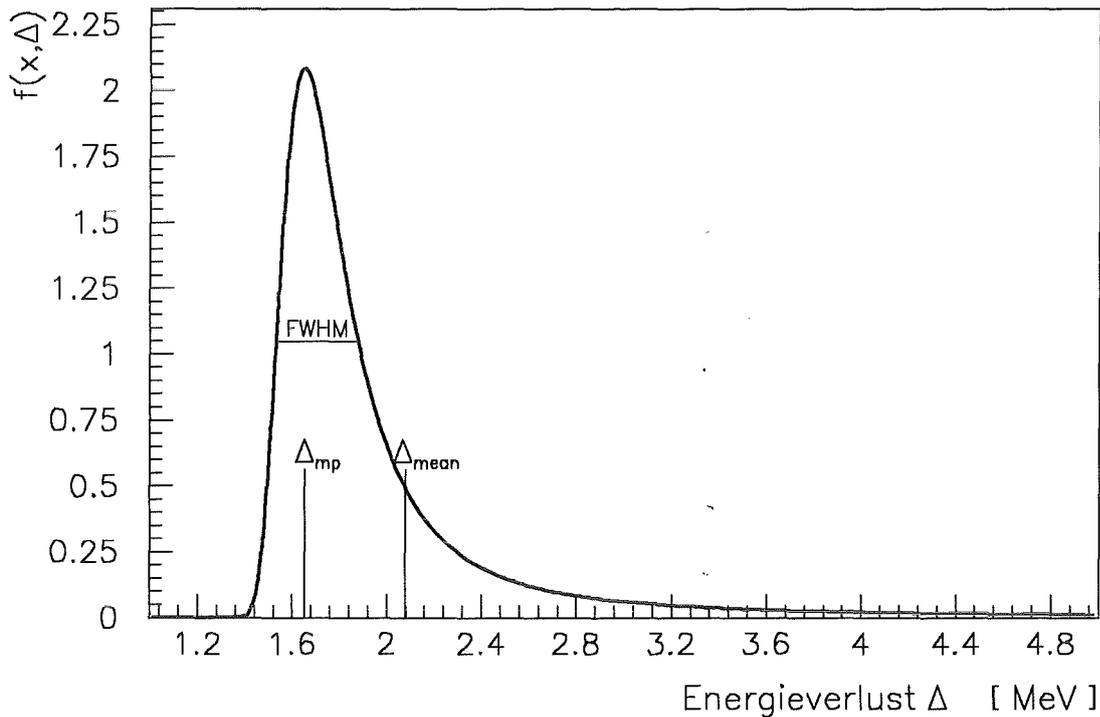


Abbildung 3.1: Verteilung des Energieverlustes infolge Ionisation nach Landau für 700 MeV Myonen in TMS einer Dicke $x = 1.5$ cm. Die eingezeichneten Größen haben folgende Werte: $\Delta_{mean} = 2.078$ MeV, $\Delta_{mp} = 1.652$ MeV, $FWHM = 0.349$ MeV.

Bei der Berechnung seiner Verteilung hat Landau folgende Annahmen gemacht. Der Energieverlust des Teilchens ist klein gegenüber seiner Gesamtenergie, und außerdem gilt:

$$E_B \ll \xi \ll \epsilon_{max} .$$

Hierbei ist E_B die Bindungsenergie des am stärksten gebundenen Atomelektrons. ξ ist ein Maß für den mittleren Energieverlust auf der Strecke x ,

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

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

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

Die eingeführten Größen haben folgende Bedeutung:

- e, m_e : Ladung, Ruhemasse des Elektrons
- z, M : Ladungszahl, Ruhemasse des ionisierenden Teilchens
- ρ, Z, A : Massendichte, Ladungszahl, Molmasse des Mediums
- N_A : Avogadro-Konstante = $6.022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$
- $\beta = \frac{v}{c}$
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ = Lorentz-Faktor

Als Wahrscheinlichkeitsdichte wird die Landau-Verteilung durch zwei Parameter charakterisiert, nämlich die Lage des wahrscheinlichsten Wertes Δ_{mp} und die Halbwertsbreite FWHM. Diese beiden Parameter sind Funktionen von ξ und somit miteinander korreliert. Die im nächsten Abschnitt angegebene Gleichung 3.3 legt Δ_{mp} fest, und für FWHM gilt [MAC69]:

$$\text{FWHM} = 4.02 \cdot \xi$$

Im Gegensatz zu anderen Verteilungen spielt hier der Mittelwert Δ_{mean} bei statistischen Betrachtungen eine untergeordnete Rolle. Die Schwankungen seines Schätzwertes, die bei der Einzelmessung durch die Standardabweichung σ_{RMS} beschrieben werden, sind viel größer als die des wahrscheinlichsten Wertes ¹: $\sigma_{mp} \approx \text{FWHM}/2.35$. Dies belegen die Zahlenwerte der teilweise auch in Abbildung 3.1 eingezeichneten Größen:

$$\begin{aligned} \Delta_{mean} &= 2.078 \text{ MeV} & \text{und} & & \sigma_{RMS} &= 1.277 \text{ MeV} , \\ \Delta_{mp} &= 1.652 \text{ MeV} & \text{und} & & \text{FWHM} &= 0.349 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Der Mittelwert ist um rund 20 % größer als der wahrscheinlichste Wert. Ein Vergleich der relativen Schwankungen der Schätzwerte der beiden Größen zeigt, daß die Schwankungen beim Mittelwert viel größer sind:

$$\frac{\sigma_{RMS}}{\Delta_{mean}} \approx 0.61 \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{mp}}{\Delta_{mp}} \approx 0.09 . \quad (3.1)$$

3.1.2 Energieverlust in Abhängigkeit von der Teilchenenergie

Obwohl der Mittelwert des Energieverlustes pro Längeneinheit $(\frac{dE}{dx})_{mean}$ wegen der großen Standardabweichung als Meßgröße weniger geeignet ist als der wahrscheinlichste Wert Δ_{mp}/x , ist $(\frac{dE}{dx})_{mean}$ zum Vergleich verschiedener Medien die geeignetere Größe. Denn $(\frac{dE}{dx})_{mean}$ hängt nur von Z, A, ρ und dem mittleren Ionisationspotential I ab, jedoch nicht von der jeweiligen Materialdicke.

Für $(\frac{dE}{dx})_{mean}$ von schweren geladenen Teilchen gilt die Bethe-Bloch Formel, die für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen folgende Form hat ²:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{mean} = \frac{\xi}{x} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 \epsilon_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\epsilon_{max}}{E} \right)^2 - \delta \right] . \quad (3.2)$$

¹Diese Gleichung gilt exakt, wenn es sich um eine Normalverteilung handelt.

²hierbei wird der Schalenkorrekturterm vernachlässigt, da die Myonen eine große Geschwindigkeit gegenüber der „Umlaufgeschwindigkeit“ der Hüllenelektronen haben.

Diese Formel wurde unter der Voraussetzung berechnet, daß die Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen groß ist [BET30]. Ursprünglich wurde nur der Energieverlust an einzelnen Atomen berechnet, ohne die Abschwächung des elektrischen Feldes durch die Polarisation der atomaren Umgebung mit einzubeziehen. Dieser Polarisierungseffekt, der von Fermi [FER40] berechnet wurde, wird durch die *Dichtekorrektur* δ berücksichtigt. Sie ist jedoch bei kleinen kinetischen Energien vernachlässigbar.

Bei kleinen Energien ist auch der logarithmische Term praktisch konstant, so daß der Energieverlust zunächst mit $\frac{1}{v^2}$ abfällt. Wenn sich v der Lichtgeschwindigkeit nähert, steigt der Energieverlust logarithmisch mit γ wieder an. Dazwischen gibt es ein breites Minimum, das für alle schweren Teilchen bei $\gamma \approx 4$ liegt. Teilchen mit solchen γ -Werten werden als *minimal ionisierend* bezeichnet.

Der Term $\frac{1}{4}(\epsilon_{max}/E)^2$ berücksichtigt den Spin $\frac{1}{2}$ des ionisierenden Teilchens [ROS52], und führt dazu, daß der Energieverlust im Vergleich zu Spin 0 -Teilchen etwas größer ist.

Der relativistische Anstieg hat zwei Gründe. Zum einen nimmt die maximale transversale elektrische Feldstärke proportional mit γ zu und damit auch der räumliche Bereich um das Teilchen, in den es Energie verlieren kann. Zweitens nimmt auch die bei einem Stoß maximal übertragbare Energie ϵ_{max} mit γ zu. Dies führt dazu, daß bei der Verteilung des Energieverlustes der Ausläufer zu hohen Werten immer ausgeprägter wird.

Die Zunahme des elektrischen Feldes bewirkt, daß die Zahl kleiner Energieüberträge zunimmt. Dies verursacht einen Anstieg des wahrscheinlichsten Energieverlustes Δ_{mp} , was durch folgende Formel beschrieben wird [MAC69]:

$$\Delta_{mp} = \xi \left[\ln \left(\frac{\xi 2m_e \gamma^2 v^2}{I^2} \right) - \beta^2 + 0.198 - \delta \right]. \quad (3.3)$$

Diese Formel wird in der Landau-Theorie durch die Forderung bestimmt, daß der Mittelwert der Landau-Verteilung dem aus der Bethe-Bloch Formel bestimmten gleicht, wobei die Lage des Maximums der Landau-Funktion numerisch ermittelt werden muß. Dies führt zu dem Term 0.198. Im Vergleich zu Gleichung 3.2 fehlt hier im Argument des Logarithmus der Term ϵ_{max} , so daß die größere Reichweite des elektrischen Feldes der einzige Grund für den Anstieg des wahrscheinlichsten Wertes ist.

3.1.3 Dichteeffekt

Der Polarisierungseffekt bewirkt, daß das elektrische Feld nicht unbegrenzt mit γ ansteigt. Dadurch sättigt der relativistische Anstieg des wahrscheinlichsten Wertes schließlich, und der Mittelwert steigt nur noch aufgrund des immer extremer werdenden Ausläufers in der Landau-Verteilung.

Da der Sättigungswert γ_s von der Massendichte ρ abhängt, spricht man auch vom *Dichteeffekt*. Gemäß Cobb [COB76] gilt für γ_s :

$$\gamma_s \beta_s = \sqrt{\gamma_s^2 - 1} \sim \frac{\omega}{\omega_p}.$$

Hierbei ist $\hbar\omega$ ein Maß für die Bindungsenergie der Elektronen des Atoms beziehungsweise Moleküls und ω_p die Plasmafrequenz:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_A e^2 \rho Z}{m_e A} .$$

Um einen großen Sättigungswert von γ zu erhalten, muß also die Dichte klein sein. Deshalb werden zur Messung des relativistischen Anstiegs Gase verwendet. Unter den Gasen sind die besonders geeignet, für die das Verhältnis $\frac{Z}{A}$ klein und die Bindungsenergie groß ist. So erhält man beispielsweise für Xenon einen Anstieg des wahrscheinlichsten Wertes von etwa 70 % [COB76].

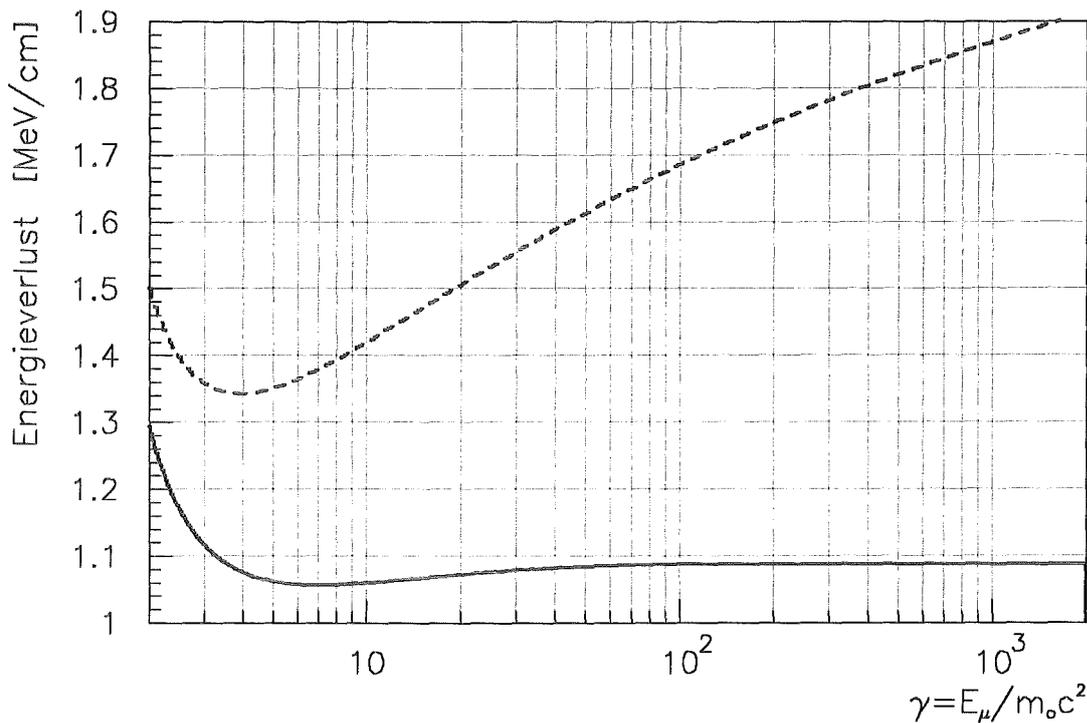


Abbildung 3.2: Energieverlust in 1 cm TMS als Funktion des Lorentz-Faktors γ . Dargestellt sind der wahrscheinlichste Wert (durchgezogene Kurve) und der Mittelwert (gestrichelte Kurve).

Für die Flüssigkeit TMS ist der relativistische Anstieg aufgrund der im Vergleich zu Gasen viel größeren Dichte wesentlich kleiner. Abbildung 3.2 vergleicht für 1 cm TMS den Mittelwert mit dem wahrscheinlichsten Wert, der nur um ca. 3 % ansteigt. Die Werte wurden mit den Gleichungen 3.2 und 3.3 berechnet, wobei für δ die Parametrisierung nach

Sternheimer verwendet wurde [STE84]³:

$$\begin{aligned} \delta(X) &= 0 && \text{für} && X < X_o, \\ \delta(X) &= 4.6052X + a(X_1 - X)^m + C && \text{für} && X_o < X < X_1, \\ \delta(X) &= 4.6052X + C && \text{für} && X > X_1. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dabei sind $X = \log_{10}(\beta\gamma) = 2 \ln(\beta\gamma)/4.6052$, und $C = -2 \ln(I/\hbar\omega_p) - 1$. Die Werte für die Parameter X_o , X_1 , a und m wurden durch eine Anpassung an Werte für δ bestimmt, die nach dem Oszillatormodell für gebundene Atomelektronen berechnet wurden. Hierbei werden die verschiedenen Elektronen des Moleküls zu Gruppen zusammengefaßt, denen jeweils die gleiche Bindungsenergie zugeordnet wird. Jeder Bindungsenergie B_n entspricht ein Oszillator mit $\hbar\omega = B_n$. Für das TMS-Molekül $H_{12}C_4Si$ wurden für das H -Atom ein Oszillator, für das C -Atom drei und für das Si -Atom vier Oszillatoren verwendet. Die Energie des jeweiligen Oszillators wurde aus [STE66] entnommen und orientiert sich an der Bindungsenergie der Elektronenschalen.

Das bereits in den Gleichungen 3.2 und 3.3 auftretende mittlere Ionisationspotential I ergibt sich im Falle eines Moleküls aus den Ionisationspotentialen I_i der einzelnen Atome gemäß:

$$\ln I = \sum_i \frac{n_i Z_i}{Z_{\text{molekül}}} \ln I_i.$$

Die Werte für I_i wurden [STE84] entnommen.

Damit erhält man für TMS die in Tabelle 3.1 dargestellten Werte. Aus Gleichung 3.4 folgt, daß δ für $\gamma > \sqrt{1 + 10^{2X_1}}$ den logarithmischen Term in Gleichung 3.3 kompensiert, so daß Δ_{mp} sättigt.

I [eV]	C	X_o	X_1	a	m
69	-3.7380	0.2089	2.2838	0.3519	2.7912

Tabelle 3.1: Werte der Parameter des Dichteeffekts in TMS.

3.1.4 Energiedeposition

Der mittlere Energieverlust läßt sich mit vielen Detektoren nicht messen, weil die vom ionisierenden Teilchen abgegebene Energie durch hochenergetische δ -Elektronen teilweise aus den aktiven Bereichen des Detektors getragen wird⁴. Elektronen werden nämlich oberhalb von 2 MeV minimalionisierend und haben dann eine relativ große Reichweite. Folglich wird die Energie nicht vollständig im Material *deponiert*, und die Energiedeposition E_{dep} ist vom Energieverlust zu unterscheiden.

³Die hier angegebene Parametrisierung gilt für Isolatoren

⁴Die herauslaufende Energie durch Cherenkov-Strahlung ist dagegen vernachlässigbar klein.

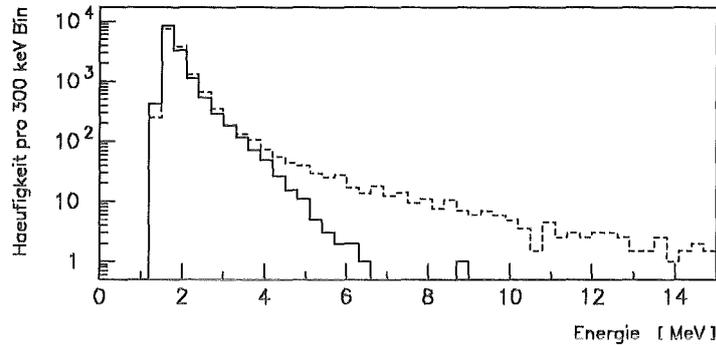


Abbildung 3.3: Verteilung der Energiedeposition in 1.5 cm TMS. Dargestellt sind die Energiedeposition (durchgezogene Kurve) und der Energieverlust (gestrichelte Kurve) für 700 MeV Myonen.

Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung der Energiedeposition im Vergleich mit der des Energieverlustes bei einer Myonenergie $E_\mu = 700 \text{ MeV}$. Hierbei handelt es sich um Simulationsrechnungen, die wie alle in dieser Arbeit aufgeführten Simulationen mit dem Programm GEANT in der neuesten Version 3.15 [BRU92] berechnet wurden. Dabei sind δ -Elektronen explizit erzeugt worden.

Man erkennt, daß oberhalb von 3.5 MeV die Energie nicht mehr vollständig im aktiven Material deponiert wird. Demzufolge ist der Mittelwert des meßbaren Energieverlustes kleiner als der tatsächliche. In der Literatur spricht man oft von einem *beschränkten Energieverlust* Δ_{restr} (beziehungsweise auf die Längeneinheit bezogen $(\frac{dE}{dx})_{restr}$), der der mittleren Energiedeposition $(E_{dep})_{mean}$ entspricht. Die Standardabweichung von Δ_{restr} ist wesentlich kleiner als die von Δ_{mean} . Für den Mittelwert und die Standardabweichung findet man aus der Simulation:

$$\Delta_{restr} = 1.864 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad (\sigma_{RMS})_{restr} = 0.507 \text{ MeV} .$$

Damit erhält man im Vergleich zu Gleichung 3.1:

$$\frac{(\sigma_{RMS})_{restr}}{\Delta_{restr}} = 0.27$$

Da die Energiedeposition im wesentlichen durch kleine Energieüberträge zustande kommt, ist ihre Abhängigkeit von der Energie des ionisierenden Teilchens der des wahrscheinlichsten Wertes ähnlich. Gemäß *Fano* [FAN63] erhält man $(\frac{dE}{dx})_{restr}$ aus Gleichung 3.2, indem man den Term $2\beta^2$ durch 2 teilt und ϵ_{max} im Argument des Logarithmus durch eine Schwellenenergie ϵ_{cut} ersetzt. Ist die Energie der δ -Elektronen größer als ϵ_{cut} , so werden sie in den aktiven Schichten des Detektors nicht mehr gestoppt, sondern können hinauslaufen.

Die Schwellenenergie hängt von der Art und Dicke des Materials ab. Für sehr dünne photographische Emulsionen liegt ϵ_{cut} in der Größenordnung von 10 keV. Für eine Lage von 1.5 cm TMS ist $\epsilon_{cut} \approx 2.5 \text{ MeV}$. Abbildung 3.4 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Energiedeposition in TMS vom Lorentz-Faktor γ des Myons. Man erkennt, daß die

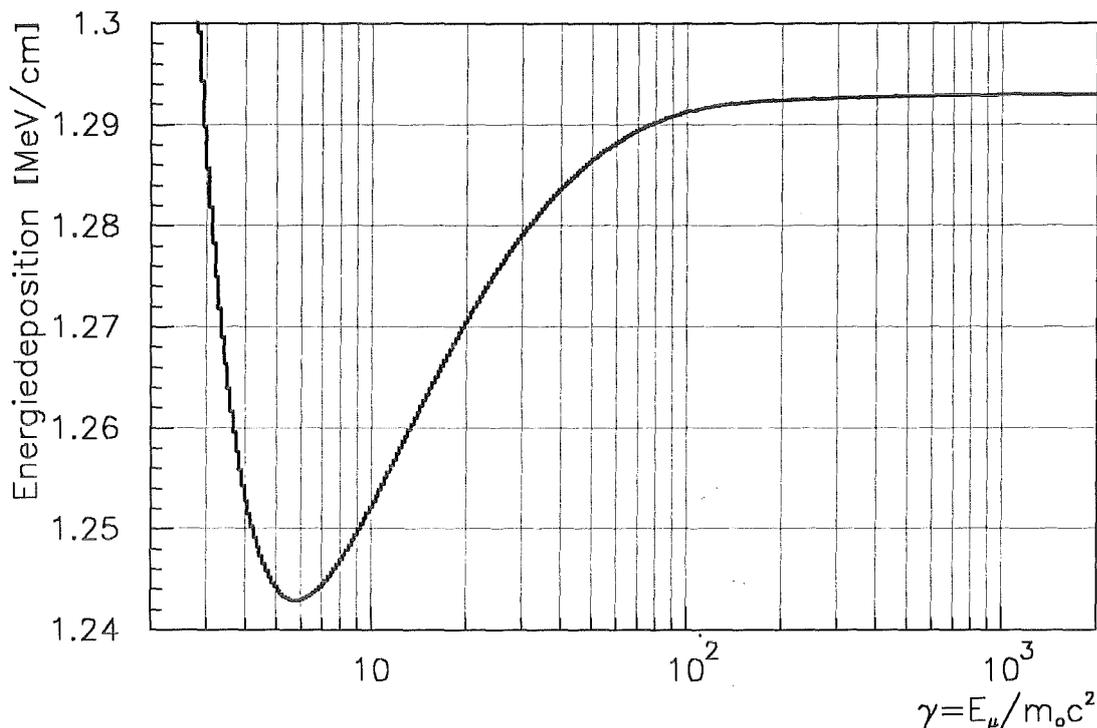


Abbildung 3.4: Mittlere Energiedeposition als Funktion des Lorentz-Faktors γ in einer 1.5 cm starken TMS-Schicht ($\epsilon_{cut} = 2.5 \text{ MeV}$).

Energiedeposition ähnlich wie der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes einen relativistischen Anstieg von nur etwa 4 % zeigt, man vergleiche dazu mit Abbildung 3.2. Allerdings sind die Absolutwerte größer.

3.1.5 Beitrag durch andere Prozesse

Die bereits in der Einleitung erwähnten Prozesse Bremsstrahlung und direkte Paarerzeugung spielen ebenso wie die inelastische Myon-Kern Streuung erst oberhalb der kritischen Energie eine Rolle, die in TMS etwa 800 GeV beträgt. Die Wirkungsquerschnitte der Strahlungsprozesse sind proportional zu Z^2 .

Aufgrund der großen Fluktuationen wird die Verteilung der Energiedeposition zu sehr hohen Werten verbreitert, und folglich steigt der Mittelwert gegenüber reiner Ionisation an. Die Lage des wahrscheinlichsten Wertes bleibt jedoch unverändert.

3.2 Flüssigkeits-Ionisationskammern

3.2.1 Funktionsweise

Ionisationskammerprinzip

In einer Ionisationskammer werden Ladungsträger, die beispielsweise durch ionisierende Strahlung freigesetzt werden, mittels eines von außen angelegten elektrischen Feldes gesammelt. Das dabei entstehende Signal ist ein Maß für die Zahl der ursprünglich freigesetzten Ladungsträger, die wiederum proportional zur deponierten Energie ist.

Die im Mittel zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares benötigte Energie wird als W -Wert bezeichnet. Der W -Wert ist immer größer als die Ionisierungsenergie, da nicht jeder Stoß der ionisierenden Teilchen mit einem Atom zur Ionisation führt, sondern die Energie auch in eine Anregung des Atoms gehen kann. In gasförmigem TMS ist der W -Wert 23.6 eV [LOP87], wohingegen die Ionisierungsenergie nur 9.8 eV beträgt [JON76]. Aus dem W -Wert erhält man die Zahl N_Q der im Mittel erzeugten Elektron-Ion-Paare:

$$N_Q = \frac{E_{dep}}{W} .$$

Eine einfache Realisierungsmöglichkeit einer Ionisationskammer ist ein Plattenkondensator, in dem man ein praktisch homogenes elektrisches Feld erhält.

Wird im Dielektrikum des Kondensators ein Elektron-Ion-Paar erzeugt, so werden komplementäre Ladungen auf den Platten *influenziert*. Solange die beiden Ladungsträger sich am gleichen Ort befinden, ist die Nettoinfluenzladung auf jeder Platte null. Das elektrische Feld bewirkt jedoch, daß die Ladungsträger zu den Elektroden driften, wobei die Nettoinfluenzladungen auf jeder Platte von null verschieden werden und somit im Kondensatorstromkreis ein nachweisbarer Strom fließt.

In den als Dielektrikum verwendeten Flüssigkeiten ist die Driftgeschwindigkeit der Ionen $v_D^{(+)}$ um mehrere Größenordnungen kleiner als die der Elektronen v_D , so daß die Ladungssammelzeit für die Elektronen viel kürzer ist als die für die Ionen. Um ein schnelles Signal zu erhalten, beschränkt man sich darauf, nur die von den Elektronen transportierte Ladung zu messen. Im folgenden wird deshalb nur noch das Elektronensignal behandelt. Man nimmt dabei in Kauf, daß einzelne Elektronen nur mit einem Teil, der proportional zu ihrem Abstand von der Anode ist, zum Signal beitragen. Durchläuft die Ionisationsspur jedoch den gesamten Plattenzwischenraum, so mittelt sich dieser Anteil zu $\frac{1}{2}$. Man beobachtet also die halbe Ladung.

Beweglichkeit der Elektronen

Entscheidend für die Verwendbarkeit eines Mediums in einer schnellen Ionisationskammer ist eine große Beweglichkeit μ_e der freigesetzten Elektronen. Diese Bedingung wird von unpolaren Flüssigkeiten wie TMS, LAr, LXe oder Methan erfüllt. In diesen Medien befinden sich die freigesetzten Elektronen in einem sogenannten ausgedehnten Zustand analog zum Leitungsband bei Festkörpern und können sich frei bewegen. Dies ist die Erklärung

für die beobachtete hohe Beweglichkeit der Elektronen, die $10^3 - 10^5$ mal größer ist als die der Ionen.

In TMS ist die Elektronenbeweglichkeit für Feldstärken unterhalb von $20 \frac{kV}{cm}$ unabhängig vom elektrischen Feld [HOL85]. Eine neuere Messung [HOL91] ergibt bei Raumtemperatur den Wert $\mu_e = 99 \frac{cm^2}{Vs}$, während die Ionenbeweglichkeit $9 \cdot 10^{-4} \frac{cm^2}{Vs}$ beträgt [SCH92]. Die Driftgeschwindigkeit ist proportional zur angelegten Feldstärke E , $v_D = \mu_e \cdot E$. Bei einer Kammer in Plattenkondensatorgeometrie mit Elektrodenabstand d und angelegter Hochspannung U ergibt sich die maximale Driftzeit T_D zu:

$$T_D = \frac{d^2}{\mu_e U} .$$

3.2.2 Elektronenausbeute

Primärrekombination

Von den ursprünglich durch Ionisation freigesetzten N_Q Elektronen bleiben nicht alle frei. Sie können nämlich mit den ebenfalls entstandenen positiven Ionen rekombinieren. Dieser Effekt spielt in Flüssigkeiten eine größere Rolle als in Gasen, da die Elektronen wegen der größeren Dichte bereits bei solchen Entfernungen vom Ion thermalisiert werden, bei denen die Coulomb-Bindungskräfte an die Ionen noch nicht vernachlässigbar sind. Besonders stark ausgeprägt ist die Rekombination in molekularen Flüssigkeiten, da hier die Elektronen ihre Energie auch in Molekülanregungen verlieren können und sich dadurch kleine Thermalisierungslängen ergeben. Dies bewirkt, daß die Elektronenausbeute kleiner ist als in atomaren Flüssigkeiten. In TMS ist die Ausbeute beispielsweise 4 – 5 mal kleiner als in LAr [ENG84].

Für die Rekombination eines Elektrons mit seinem Mutterion hat Onsager eine Theorie entwickelt [ONS38]. Für ein einzelnes Elektron-Ion-Paar wird die Diffusion und die Drift des Elektrons im Coulomb-Feld des Mutterions und im äußeren elektrischen Feld behandelt. Mit dieser Theorie kann die Entkommwahrscheinlichkeit P_{esc} des Elektrons von seinem Mutterion in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld E berechnet werden. Der Anstieg von P_{esc} mit E wird durch eine Potenzreihenentwicklung in E beschrieben. Bei einem schwach ionisierenden Teilchen ist die Ionendichte so gering, daß die Annahme von isolierten Ionenpaaren gerechtfertigt ist und die Onsager-Theorie angewendet werden kann.

In der Literatur wird statt der Entkommwahrscheinlichkeit häufig ein dazu proportionaler G -Faktor eingeführt, der die Zahl der Elektronen angibt, die pro 100 eV deponierter Energie freigesetzt werden und nicht rekombinieren.

Abbildung 3.5 zeigt eine Anpassung an die Mittelwerte der Meßdaten in TMS von Jungblut und Schmidt [JUN85], Geer et al. [GEE90] und Gettert [GET88] für eine quadratische Parametrisierung des G -Faktors [KNA92]:

$$\begin{aligned} G(E) &= G_0 + f(E), \\ G_0 &= 0.6, \\ f(E) &= 0.0405 \cdot E - 0.000497 \cdot E^2 . \end{aligned} \tag{3.5}$$

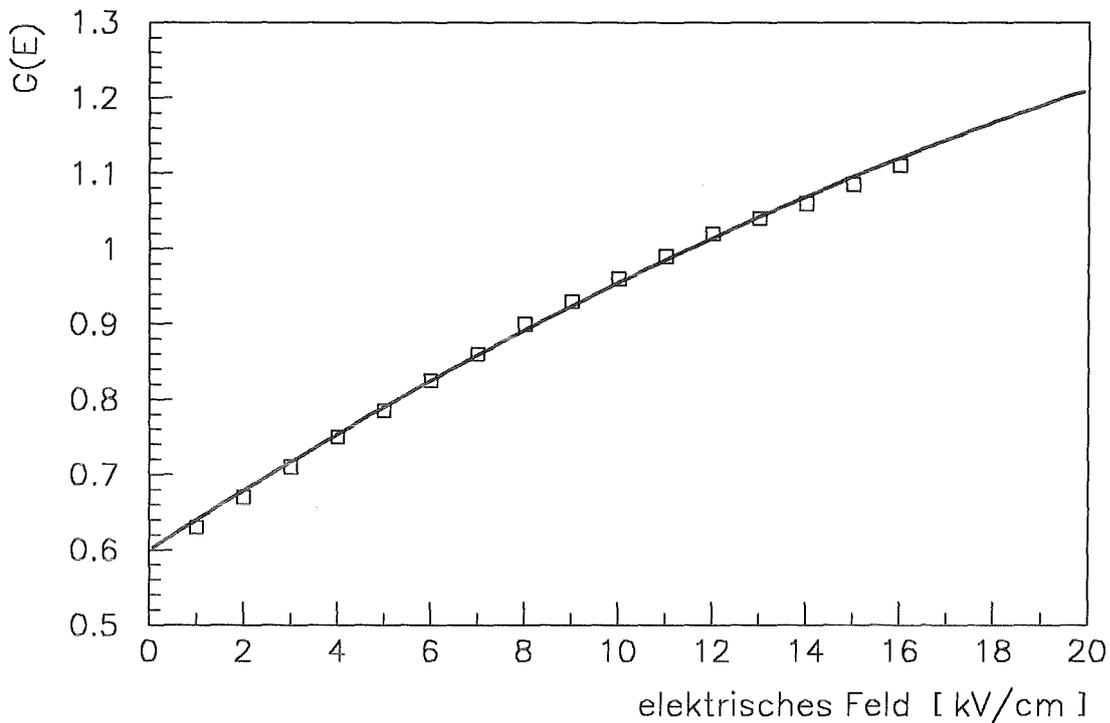


Abbildung 3.5: Abhängigkeit des G -Faktors in TMS vom elektrischen Feld. Dargestellt ist eine Anpassung einer quadratischen Parametrisierung an aus verschiedenen Experimenten gemittelte Meßdaten.

Hierbei ist E in der Einheit $\frac{kV}{cm}$ dimensionslos einzusetzen. Bis zu einer Feldstärke von $16 \frac{kV}{cm}$ wird die Feldstärkeabhängigkeit von $G(E)$ durch diesen Ansatz gut beschrieben. Für sehr große Feldstärken ($E \rightarrow \infty$) geht der G -Faktor gegen einen asymptotischen Wert G_∞ . Dabei sind alle freigesetzten Elektronen der Primärrekombination entkommen. Somit sollte also $G_\infty = 100/W_{liq}$ sein.

Durch die Ausbildung von Bandstrukturen und die Abschirmung des Coulomb-Feldes durch die Polarisierung der umliegenden Moleküle wird in flüssigem TMS die Ionisierungsenergie auf 8.1 eV [SCH92] erniedrigt. Überträgt man versuchsweise den W -Wert von gasförmigen TMS auf den der Flüssigkeit unter der Annahme, daß der in Anregungen gehende Teil der Energie konstant bleibt, so erhält man $W_{liq} = 21.9 \text{ eV}$ und damit $G_\infty = 4.57$. Dagegen ergeben Extrapolationen von Meßdaten mit der Onsagertheorie $G_\infty = 3.0$ ([HOL91], [ENG92a]). Dies deutet darauf hin, daß der W -Wert in der Flüssigkeit größer ist als im Gas, was bedeutet, daß in der Flüssigkeit mehr Energie in Anregungen geht. Qualitativ erwartet man dies, da es im kondensierten molekularen Medium mehr Anregungsmoden gibt.

Für die Zahl der freien Elektronen N_e bei einer Energiedeposition E_{dep} in MeV erhält man unter Berücksichtigung der Primärrekombination somit:

$$N_e = G(E) \cdot E_{dep} \cdot 10^4 .$$

Elektronenabsorption durch Verunreinigungen

Neben der Primärrekombination gibt es einen weiteren Effekt, der die Zahl der effektiven Ladungsträger reduziert. Die Elektronen können sich an elektronegative Moleküle (z.B. O_2 , CO_2 , SF_6) anlagern, die als Verunreinigungen im Medium gelöst sind. Solche absorbierten Elektronen können nur noch mit der viel kleineren Ionenbeweglichkeit zum Strom beitragen und fallen somit für das schnelle Elektronensignal aus.

Da die Absorptionsrate proportional zur Zahl N_M der Verunreinigungsmoleküle ist und diese immer viel größer ist als die Zahl der freien Elektronen ⁵, nimmt ihre Zahl exponentiell mit der Zeit ab:

$$N_e(t) = N_e \cdot e^{-t/\tau} . \quad (3.6)$$

Die *mittlere Lebensdauer* τ der freien Elektronen ist umgekehrt proportional zu N_M und somit ein Maß für die Reinheit des Mediums. Da Sauerstoff wegen seiner großen Elektronegativität einen wesentlichen Einfluß auf die Lebensdauer hat, gibt man die Verunreinigungskonzentration oft in Sauerstoffäquivalenten an. Dabei entspricht einer Lebensdauer τ die O_2 -Konzentration n_{O_2} gemäß folgender Umrechnung:

$$n_{O_2} = \frac{225 \text{ppb}}{\tau} , \quad (3.7)$$

wobei τ in μs anzugeben ist und 1 *ppb* O_2 bedeutet, daß 10^{-9} Mol O_2 pro Liter TMS gelöst sind.

3.2.3 Nachweisbare Ladung

Signalgröße

Für eine Ionisationskammer mit parallelen Platten verringert sich die Zahl der Elektronen mit einem Faktor $(1 - \frac{t}{T_D})$, da sie von der Anode gesammelt werden. Der Elektronenstrom ist somit:

$$i(t) = \frac{N_e(t) e}{T_D} \left(1 - \frac{t}{T_D} \right) . \quad (3.8)$$

Einsetzen von 3.6 und Integration des Stromes liefern die gesammelte Elektronenladung als Funktion der Zeit:

$$Q_e(t) = N_e e \frac{\tau}{T_D} \left[1 - \frac{\tau}{T_D} + \left(\frac{\tau}{T_D} - 1 + \frac{t}{T_D} \right) e^{-t/\tau} \right] , \quad t \leq T_D . \quad (3.9)$$

Abbildung 3.6 zeigt die gesammelte Ladung relativ zur freigesetzten als Funktion von t/T_D für verschiedene Werte von τ/T_D . Man erkennt, daß nach der halben maximalen Driftzeit bereits wesentlich mehr als die halbe maximal nachweisbare Ladung

⁵Ein typischer Wert für die Verunreinigungskonzentration ist $n_{O_2} \approx 100 \text{ppb}$, was in 1 cm^3 TMS $N_{O_2} \approx 6 \cdot 10^{13}$ Molekülen entspricht. Bei einer 0.75 cm langen Ionisationsspur verteilen sich etwa $N_e \approx 10^4$ freie Elektronen durch Diffusion auf ein zylinderförmiges Volumen von ungefähr 10^{-5}cm^3 , entsprechend 10^9 Elektronen pro cm^3 .

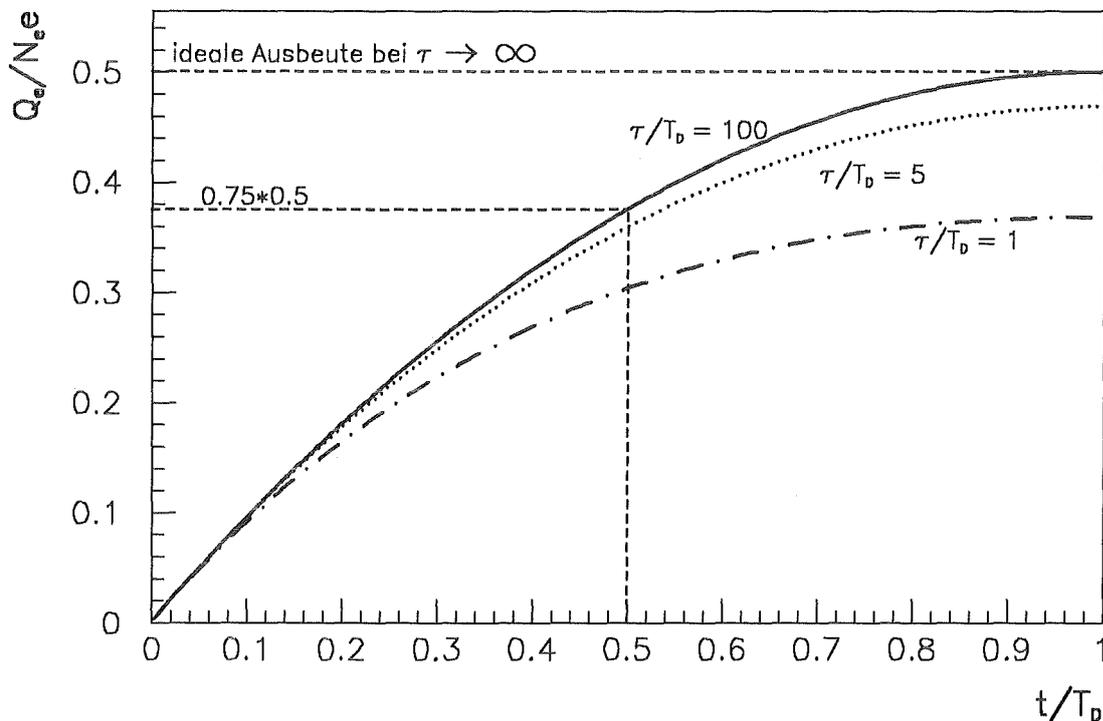


Abbildung 3.6: Ladungsausbeute als Funktion der Zeit. Dargestellt ist die nachweisbare Ladung relativ zur freigesetzten in Abhängigkeit von der Sammelzeit. Parameter ist das Verhältnis Lebensdauer τ zu maximaler Driftzeit T_D .

$Q_{max}(\tau/T_D) = Q_e(t/T_D = 1)$ gesammelt worden ist. Für große Lebensdauern findet man für die Sammlungszeit t_f , nach der $f \cdot Q_{max}$ gesammelt worden ist:

$$t_f = \left(1 - \sqrt{1 - f}\right) \cdot T_D.$$

So sind bei einem Verhältnis $\tau/T_D = 100$ beispielsweise nach der halben Driftzeit bereits 75% der nachweisbaren Ladung gesammelt. Der asymptotische Wert für $\tau \rightarrow \infty$ beträgt wie erwartet $\frac{1}{2} N_e e$.

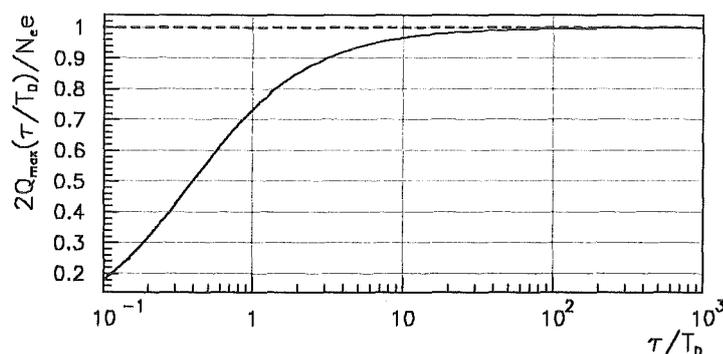


Abbildung 3.7: Maximale Ladungsausbeute als Funktion von τ/T_D .

Abbildung 3.7 zeigt, wie sich die maximale Ladungsausbeute in Abhängigkeit von τ/T_D dem asymptotischen Wert nähert, wobei auf diesen normiert wurde. Um eine gute Ausbeute von etwa 90% zu haben, muß die Lebensdauer deutlich größer als die Driftzeit sein. Deshalb muß bei vorgegebener Driftzeit die Verunreinigungskonzentration im Medium gemäß Gleichung 3.7 klein sein, was eine sorgfältige Reinigung voraussetzt.

Intrinsische Fluktuationen

Die Proportionalität zwischen deponierter Energie und Zahl der sammelbaren Elektronen gilt nur für die Mittelwerte. Tatsächlich gibt es sowohl bei der Ladungsträgerproduktion als auch bei der Ladungsausbeute Fluktuationen, da es sich um statistische Prozesse handelt. Bei einer $\frac{dE}{dx}$ -Messung ist für die Ladungsträgerproduktion die Poisson-Statistik anzuwenden. In einer TMS-Schicht von 1.5 cm Dicke sind die relativen Schwankungen in der Zahl der produzierten und nachweisbaren Elektronen bei typischen Feldstärken ($\approx 10 \frac{kV}{cm}$) jedoch gering:

$$N_{prod} = G(E = 10 \frac{kV}{cm}) \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_{mp} \cdot 1.5 \text{ cm} \cdot 10^4 \approx 15000 \quad \Rightarrow \quad \frac{\sigma(N_{prod})}{N_{prod}} \approx 0.8\% .$$

Experimente mit Konversionselektronen [DEG92] zeigen aber, daß die Fluktuationen wesentlich größer als dieser Wert sind ($\approx 3.6\%$), was darauf hindeutet, daß die Fluktuationen bei der Ladungsausbeute (Primärrekombination) überwiegen.

Derselbe Effekt wird auch in LAr [GIB88] und LXe [APR91] beobachtet. *Thomas et al.* [THO88] erklären die größeren Fluktuationen durch δ -Elektronen, die zum großen Teil stark ionisierend sind und eine schwankende Ladungsausbeute zur Folge haben.

Für Myonen wurde die intrinsische Energieauflösung in TMS bisher noch nicht bestimmt, jedoch sollte sie ähnlich sein wie bei Konversionselektronen, also etwa 3 – 4 % betragen.

Kapitel 4

Bestimmung der Myonenergie

Der relativistische Anstieg der mittleren Energiedeposition durch Ionisation in TMS beträgt nur ca. 4%. Hingegen belaufen sich die Fluktuationen bei 700 MeV Myonen auf etwa 27%. Somit ist eine Bestimmung der Myonenergie mit einer Einzelmessung nicht möglich. Im folgenden soll deshalb untersucht werden, inwieweit man mit einer Mehrfachmessung der Energiedeposition an einem Myon auf dessen Energie schließen kann. Man muß dazu einen Parameter finden, der mit der Myonenergie stark korreliert ist und dessen Schätzwert eine möglichst symmetrische Verteilung mit kleiner Varianz hat.

4.1 Mittelwert als Parameter

In der Statistik wird gezeigt, daß für eine Meßgröße x der relative Fehler $\sigma_{\bar{x}}/\bar{x}$ des Schätzwertes \bar{x} des Mittelwertes $\langle x \rangle$ bei N unabhängigen Messungen mit $1/\sqrt{N}$ kleiner wird. Man bezeichnet den relativen Fehler auch als Auflösung. Im vorliegenden Fall bräuchte man für eine Diskriminierung gegen niederenergetische Myonen mit $E_{\mu} < 100 GeV$ eine Auflösung von weniger als 2%. Wenn man die Standardabweichung $\sigma_{RMS} = 0.507 MeV$ bei 700 MeV zugrunde legt, müßte man mindestens 180 mal messen.

Eine praktische Realisierungsmöglichkeit einer Vielfachmessung besteht darin, mehrere Ionisationskammern direkt hintereinander anzuordnen. Bei dünnen Elektrodenblechen sind die Einzelmessungen jedoch nicht mehr unabhängig voneinander, wie es für obige Abschätzung vorausgesetzt wurde.

Um die Korrelation und andere statistische Größen quantitativ zu untersuchen, wurden Simulationsrechnungen für eine mehrlagige Ionisationskammer gemacht, wobei die Anzahl N der Lagen zwischen 1 und 64 variiert wurde. Für die einzelne Lage der simulierten Ionisationskammer wurde eine 15 mm starke TMS-Schicht gewählt, die mit einer 1 mm starken Stahlschicht halbiert wird. Eine 2 mm starke Stahlschicht bildet die Begrenzung der Lagen untereinander.

Für eine solche Konfiguration mit $N = 16$ ergibt die Simulation eine mittlere Korrelation der Energiedeposition zwischen benachbarten Lagen von +14% für Myonen von 1 GeV . Diese wird durch δ -Elektronen verursacht, die für eine große Energiedeposition

verantwortlich sind und in die benachbarte Lage hinüberlaufen können. Infolge der Korrelation wird die Standardabweichung für den Schätzwert des Mittelwertes m_N nicht um $1/\sqrt{N} = 1/4$ kleiner, sondern beträgt $0.25 \text{ MeV} \approx 1/3 \cdot \sigma_{RMS}$, wobei $\sigma_{RMS} = 0.76 \text{ MeV}$ die Standardabweichung der Einzelmessung ist.

Die Verbesserung der Auflösung mit steigender Zahl der Einzelmessungen vermindert sich mit zunehmender Myonenergie aus zwei Gründen. Erstens nimmt die Standardabweichung der Einzelmessung stark zu, was mit wachsenden Strahlungsverlusten und δ -Elektronen zusammenhängt. Die in den Elektrodenblechen der Ionisationskammer abgegebene Energie läuft mittels δ -Elektronen und bei höheren Myonenergien auch über Strahlungsquanten in die aktive TMS-Schicht und erhöht dort die mittlere Energiedeposition, aber auch deren Fluktuation. Der spezifische Energieverlust in Stahl ist nämlich wesentlich größer als in TMS, und zudem sind wegen der größeren Kernladungszahl Strahlungsverluste wahrscheinlicher. Der zweite Grund besteht darin, daß wegen des häufigeren Auftretens von δ -Elektronen und Strahlungsquanten sich auch die Korrelation zwischen benachbarten Lagen erhöht. Beispielsweise erhält man bei 16 Lagen und 100 GeV bereits eine mittlere Korrelation von $+54\%$ und eine Zunahme der Standardabweichung σ_{RMS} gegenüber einer Messung um 0.04 MeV auf 0.93 MeV . Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung des Schätz-

N	$E_\mu = 1 \text{ GeV}$		$E_\mu = 100 \text{ GeV}$	
	m_N [MeV]	σ_{RMS} [MeV]	m_N [MeV]	σ_{RMS} [MeV]
1	2.08	0.76	2.22	0.89
16	2.12	0.25	2.46	0.93
32	2.12	0.18	2.62	1.66
64	2.11	0.13	2.94	4.33

Tabelle 4.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der Energiedeposition pro Lage. N ist die Anzahl der Lagen in einer Mehrfachionisationskammer.

wertes des Mittelwertes für verschiedene N jeweils für 1 und 100 GeV . Eingezeichnet ist außerdem der Mittelwert der jeweiligen Verteilung, dessen Zahlenwert zusammen mit der Standardabweichung in Tabelle 4.1 eingetragen ist, wobei die Fehler der Mittelwerte kleiner als 1% sind. Die Verteilungen sind asymmetrisch mit Ausläufern zu hohen Werten ähnlich wie bei der Einzelmessung, was für die Trennung bezüglich der Myonenergie sehr ungünstig ist. Bei 1 GeV wird die Verteilung bei $N = 64$ wesentlich schmaler als bei der Einzelmessung. Bei 100 GeV hingegen wird sie infolge der Strahlungsverluste sogar breiter. Dies ist in der gewählten Darstellung nur an der verkleinerten relativen Häufigkeit von Energiedepositionen im Bereich des wahrscheinlichsten Wertes erkennbar, da sich die Ausläufer weit über den dargestellten Bereich hinaus erstrecken.

Die Verbreiterung der Verteilung mit wachsendem N bei 100 GeV drückt sich quantitativ in einer Zunahme der Standardabweichung aus. Gemäß Tabelle 4.1 wird für 100 GeV die Standardabweichung bei $N = 64$ fast 5 mal so groß wie bei der Einzelmessung. Außerdem vergrößert sich auch der Mittelwert bei 100 GeV , während er bei 1 GeV praktisch konstant

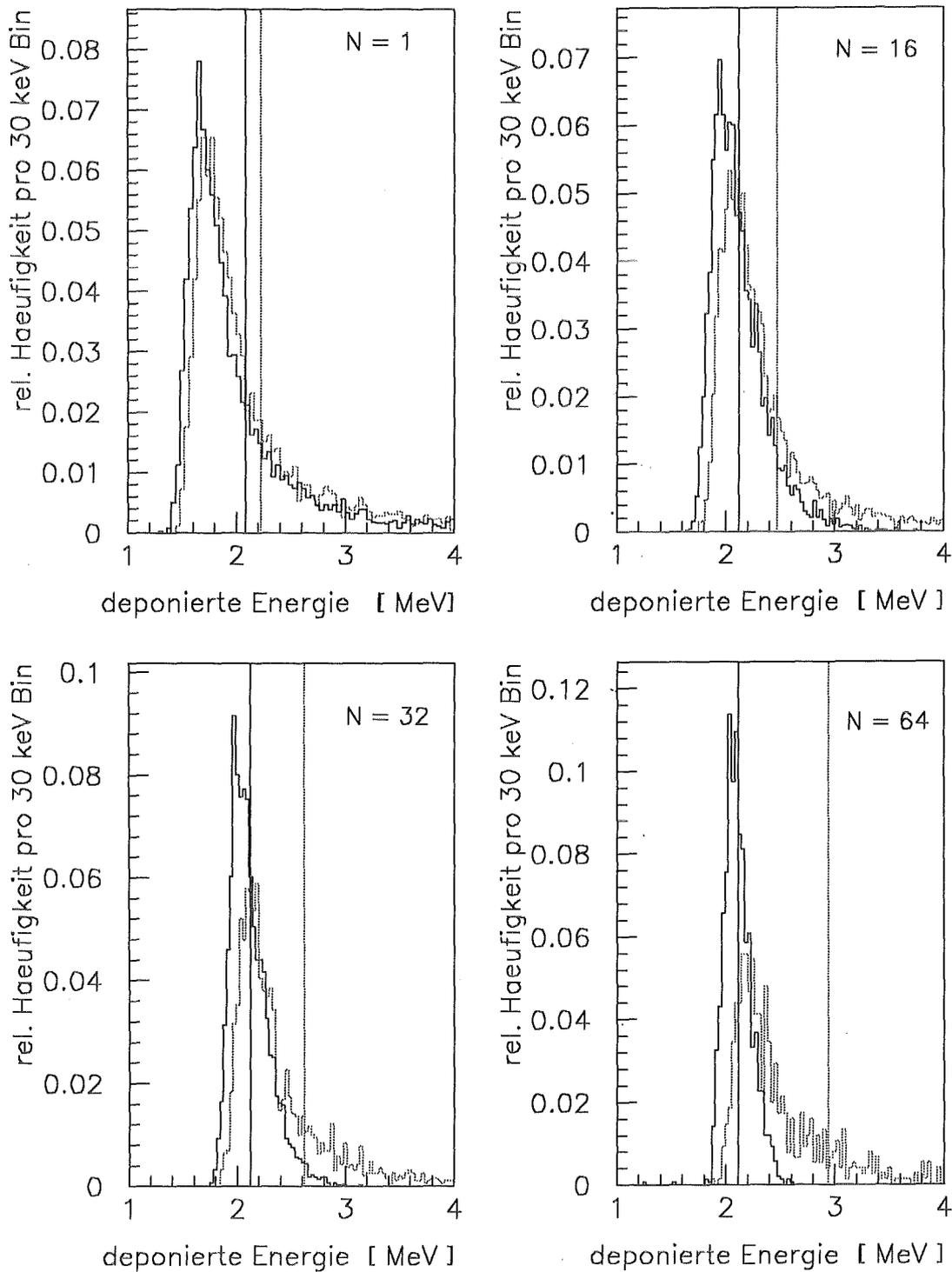


Abbildung 4.1: Verteilung des Schätzwertes des Mittelwertes. Dargestellt sind die Energiedepositionen für eine verschiedene Anzahl N der Einzelmessungen jeweils für 1 GeV (durchgezogene Kurven) und 100 GeV (gepunktete Kurven) Myonen.

bleibt. Der Anstieg des Mittelwertes ist jedoch im Vergleich zur Standardabweichung wesentlich kleiner. Dies hat zur Folge, daß sich die Auflösung mit steigendem N bei 100 GeV sogar verschlechtert, während sie bei 1 GeV wie erwartet besser wird.

Mit einer beliebigen Vergrößerung der Zahl der Einzelmessungen kann man folglich mit dem Mittelwert als Parameter die Auflösung nicht beliebig verbessern. Die erreichbare Auflösung reicht für eine Unterdrückung von niederenergetischen Myonen nicht aus.

Auch mit einer Änderung der Elektrodendicke oder des Elektrodenmaterials lassen sich die beiden Probleme Strahlungsprozesse und Korrelation nicht beseitigen. Dickere Elektrodenbleche führen zu einer Reduzierung der Korrelation, bewirken aber gleichzeitig eine Zunahme von Strahlungsverlusten. Diese wiederum ließen sich durch ein Material mit kleinerer Kernladungszahl verringern. Allerdings gibt es nur wenige solcher Materialien, die auch den praktischen Anforderungen wie mechanischer Stabilität oder Verträglichkeit mit dem TMS genügen, wie sie von Edelstahl erfüllt wird. Die Verträglichkeit von Aluminium mit Tetra-Methyl-Pentan [AUB92] deutet auch auf eine Verträglichkeit mit TMS hin, jedoch war zur Zeit des Detektoraufbaus diese noch nicht bekannt. Mit Aluminium ($Z = 13$) als Elektrodenmaterial anstelle von Eisen ($Z = 26$) würde sich die Wahrscheinlichkeit für einen Strahlungsprozeß um etwa $1/4$ verringern. Aus der Simulation findet man für die 64-lagige Ionisationskammer mit Aluminiumelektroden auch tatsächlich eine deutlich kleinere Standardabweichung $\sigma_{RMS} = 0.90 \text{ MeV}$ und einen kleineren Mittelwert von 2.47 MeV für Myonen von 100 GeV. Die resultierende Auflösung von 36% bringt aber keine wesentliche Verbesserung gegenüber der 16- bzw. 32-lagigen Ionisationskammer mit Stahlelektroden.

4.2 Gestutzter Mittelwert als Parameter

Abgesehen vom deutlich längeren Ausläufer liegt der wesentliche Unterschied zwischen den Verteilungen der deponierten Energie bei 1 beziehungsweise 100 GeV bei einer Messung darin, daß die ansteigende Flanke und der wahrscheinlichste Wert etwas zu höheren Energiedepositionen verschoben sind. Schätzwerte von Parametern, die den langen Ausläufer der Verteilung mit berücksichtigen, sind extremen Fluktuationen unterworfen. Folglich ist ein Parameter zu wählen, der nur geringfügig vom Ausläufer der Verteilung abhängt und sich nur am wahrscheinlichsten Wert beziehungsweise der ansteigenden Flanke der Verteilung orientiert. Ein solcher Parameter ist der sogenannte „gestutzte“ Mittelwert, unter dem man folgendes versteht: Aus den Werten einer Stichprobe nimmt man nur diejenigen zur Mittelwertbildung, die einer bestimmten Klassifizierung genügen. Dabei ist die Klassifizierung so zu wählen, daß die Fluktuationen zu hohen Werten unterdrückt werden. In der englischsprachigen Literatur spricht man von einem „truncated mean“.

4.2.1 Einseitig gestutzte Mittelwerte

Mittelwert aus Meßwerten unterhalb einer Schwelle

Einen Schätzwert für einen Parameter, der ein Maß für den wahrscheinlichsten Wert ist, erhält man, wenn man bei einer Mehrfachmessung alle Energiedepositionen oberhalb einer

bestimmten Energieschwelle verwirft und aus den verbleibenden Werten den Mittelwert bildet. Dabei sollte man die Schwelle so wählen, daß die Energietrennung optimal wird. Sieht man von der Korrelation zwischen benachbarten Lagen ab¹, so verbessert sich die Auflösung wieder mit $1/\sqrt{N_{ak}}$. Hierbei ist die Zahl der akzeptierten Werte N_{ak} binomial verteilt. Dementsprechend gilt für die mittlere Zahl $\langle N_{ak} \rangle = pN$, wobei p die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß der einzelne Meßwert unterhalb der Schwelle liegt. Typischerweise beträgt $p = 60 - 70\%$. Mit der Auflösung des wahrscheinlichsten Wertes von etwa 9% (vergleiche Gleichung 3.1) erhält man somit im Mittel eine Auflösung des gestutzten Mittelwertes von 2% bereits nach 30 Messungen:

$$N = \left(\frac{0.09}{0.02} \right)^2 \frac{1}{p} = 30 .$$

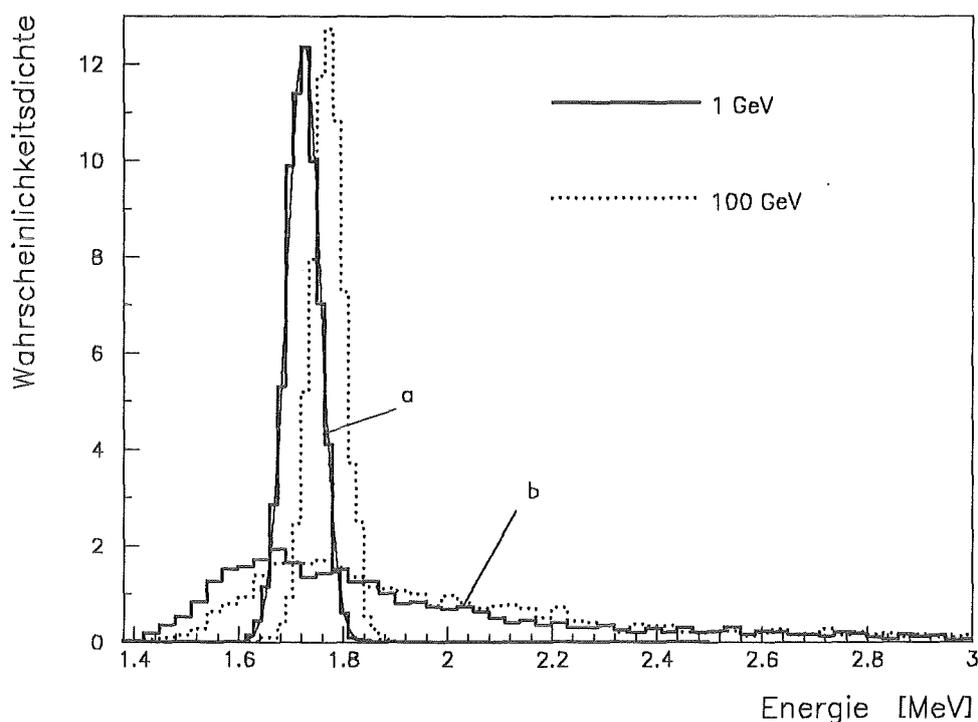


Abbildung 4.2: Verteilungen des Schätzwertes des Mittelwertes aus Meßwerten unterhalb einer Energieschwelle von 2 MeV (a) bei 32 Messungen im Vergleich mit den Verteilungen der Einzelmessung (b).

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilungen des Schätzwertes des Mittelwertes m_s aus Meßwerten unterhalb einer Energieschwelle von 2 MeV bei 32 Lagen für 1 und 100 GeV. Die Verteilungen lassen sich sehr gut durch eine Normalverteilung beschreiben, wie eine ebenfalls eingezeichnete Anpassung an die Verteilung von 1 GeV zeigt. Das χ^2 pro Freiheitsgrad

¹In diesem Falle trägt sie ohnehin nicht stark zur Standardabweichung bei, da man ja die hohen Energiedepositionen unterdrückt.

beträgt dabei 0.9. Die Auflösung σ_{m_S}/m_S beträgt bei beiden Energien 1.9%. Der Anstieg dieses Mittelwertes m_S um 3% von 1.72 MeV auf 1.77 MeV entspricht dem, was man vom wahrscheinlichsten Wert erwartet. Die Auflösung verbessert sich gegenüber dem normalen Mittelwert als Parameter wesentlich, und somit ist auch eine Trennung zwischen 1 und 100 GeV Myonenergie möglich. Als Maß für die Güte der Trennung zweier verschiedener Myonenergien wird definiert:

$$T = \frac{|m_S^{(1)} - m_S^{(2)}|}{\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)}} = \frac{|m_S^{(1)} - m_S^{(2)}|}{\sigma_{tot}} \quad (4.1)$$

In Abbildung 4.3 ist T für die Trennung zwischen 1 und 100 GeV in Abhängigkeit von der Schwellenenergie für eine verschiedene Anzahl an Lagen aufgetragen. Die maximale Trennung von $T = 0.55$ bei 16 Lagen steigt bei 32 Lagen bereits auf $T = 0.75$ an. Bei 64 Lagen kann 1 GeV mit mehr als $1.1 \sigma_{tot}$ von 100 GeV getrennt werden.

Für eine Energie von 2 GeV verringert sich die Trennung allerdings bereits um einen Faktor 2, da der Anstieg von m_S nur noch halb so groß ist (vergleiche Abbildung 3.4).

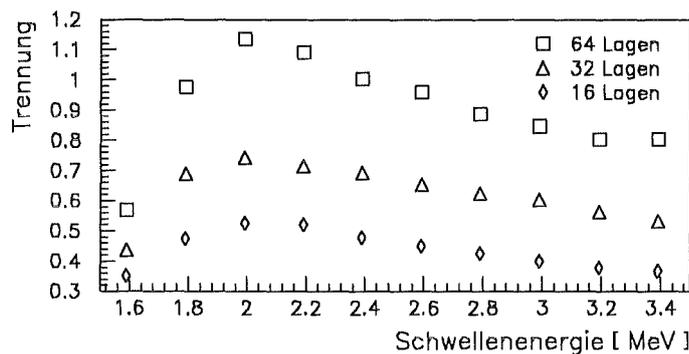


Abbildung 4.3: **Energietrennung als Funktion der Schwellenenergie.** Dargestellt ist die Trennung zwischen 1 und 100 GeV für eine verschiedene Anzahl an Lagen.

Mittelwert aus geordneten Meßwerten

Einen weiteren einseitig gestutzten Mittelwert erhält man dadurch, daß man aus den N Einzelmessungen nur die k kleinsten Werte nimmt. Auch damit gelingt es, den langen Ausläufer zu hohen Werten zu unterdrücken. Der relativ steile Anstieg der Landauverteilung auf der niederenergetischen Seite bewirkt, daß die resultierende Verteilung des Schätzwertes des Mittelwertes m_k der k kleinsten Werte eine kleine Varianz hat. Die hiermit erreichbare Trennung (analog zu Gleichung 4.1) ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Wie bei m_S verbessert sich die Trennung mit zunehmender Zahl an Lagen deutlich, ist absolut gesehen sogar etwas größer. Der Anstieg von m_k ist nämlich stärker als bei m_S , da auch höhere Energiedepositionen beitragen können.

In Abbildung 4.5 sind die Verteilungen von m_{13} bei 64 Lagen dargestellt. Von 100 GeV kann man 1 GeV mit $1.5 \sigma_{tot}$ trennen, 2 GeV nur noch mit $0.9 \sigma_{tot}$, und 10 GeV lassen sich von 100 GeV nicht mehr trennen.

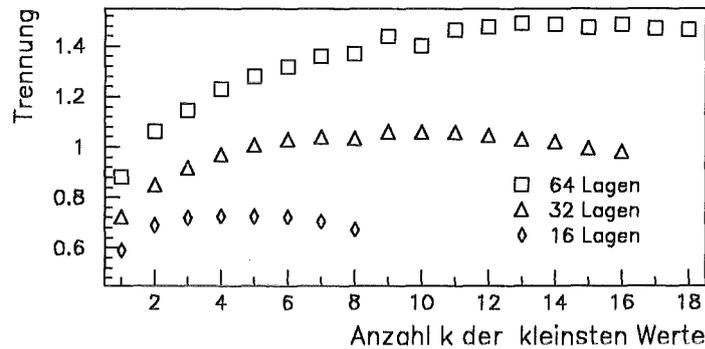


Abbildung 4.4: **Energietrennung als Funktion von k .** Dargestellt ist die Trennung zwischen 1 und 100 GeV für eine verschiedene Anzahl an Lagen in Abhängigkeit von der Zahl k der kleinsten Werte, über die gemittelt wird.

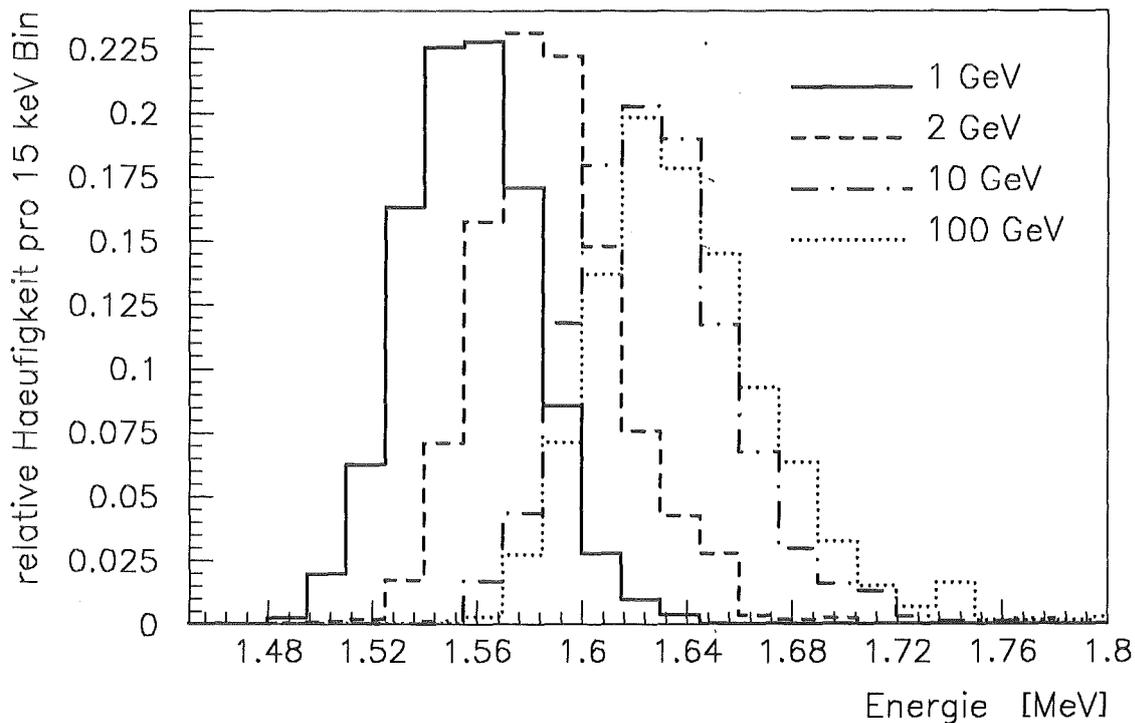


Abbildung 4.5: **Verteilung des Schätzwertes des Mittelwertes aus geordneten Meßwerten.** Für eine Mehrfachmessung mit 64 Lagen werden die Verteilungen des Mittelwertes der 13 kleinsten Werte für 1, 2, 10 und 100 GeV verglichen.

4.2.2 Zweiseitig gestutzter Mittelwert

Die Methode des einseitig gestutzten Mittelwertes hängt stark vom steilen Anstieg der Verteilung der Energiedeposition ab. Da man bei Messungen der Energiedeposition mit Ionisationskammern die freigesetzte Ladung mißt, ist die gemessene Verteilung eine Faltung

der Verteilung der Energiedeposition mit der Verteilung, die intrinsische Fluktuationen und elektronisches Verstärkerrauschen beschreibt. Für letztere Verteilung kann eine Normalverteilung angesetzt werden.

Folglich ist die gemessene Verteilung zu niedrigen Werten hin verbreitert, und der Anstieg ist nicht mehr so steil. Unter diesen Umständen ist es nicht vorteilhaft, bei der Bildung des gestutzten Mittelwertes nur die hohen Werte zu verwerfen, was ohne Rauschen eine optimale Trennung der Myonenergien ergeben würde, wie Tabelle 4.2 belegt. Stattdessen sollten auch die kleinsten Werte verworfen werden, um die Fluktuationen zu niedrigen Werten zu unterdrücken.

n	0	2	4	6	8
$T_{max}(N = 32)$	1.06	1.03	1.01	0.96	0.90
$T_{max}(N = 16)$	0.72	0.66	0.59	0.46	—

Tabelle 4.2: Maximale Trennung zwischen 1 und 100 GeV Myonenergie in Abhängigkeit von der Anzahl n der verworfenen kleinsten Werte.

Das Verwerfen der Werte kann wiederum mit Energieschwellen beziehungsweise geordneten Meßwerten erreicht werden. Man erhält auf diese Weise einen „zweiseitig“ gestutzten Mittelwert.

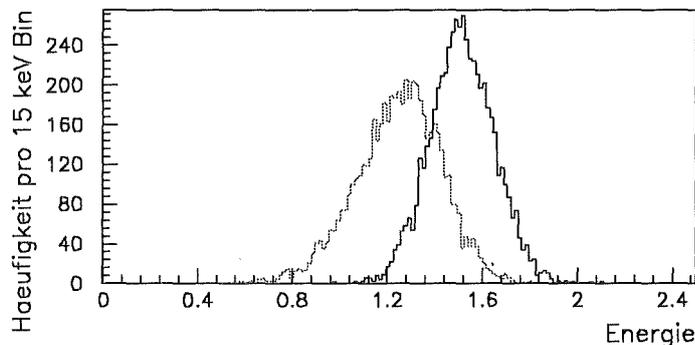


Abbildung 4.6: Verteilungen des Schätzwertes des kleinsten und des 3. kleinsten Meßwertes für eine Mehrfachmessung mit 16 Lagen und eingefaltetem experimentellem Rauschen. Die Standardabweichung der das Rauschen beschreibenden Normalverteilung entspricht einer Energiedeposition von 0.275 MeV.

Abbildung 4.6 zeigt, wie die Verteilung des kleinsten Wertes bei 16 Lagen und typischem experimentellem Rauschen zu niedrigen Werten verbreitert ist (gepunktete Linie). Bei der Verteilung des 3. kleinsten Wertes (durchgezogene Linie) ist dieses Verhalten nicht so stark ausgeprägt, die Verteilung ist symmetrisch.

Die maximale Energietrennung bei experimentellem Rauschen hängt von der Anzahl n der kleinsten Werte ab, die man verwirft. In Tabelle 4.3 ist die bezüglich der Zahl der

Werte, über die gemittelt wird, maximale Trennung in Abhängigkeit von n bei 16 Lagen eingetragen. Der optimale Wert ergibt sich, wenn man die zwei kleinsten Werte verwirft. Dabei wird über die nächst größeren 4 Werte gemittelt, und die 10 größten Werte werden verworfen.

n	0	1	2	3	4	5	6
$T_{max}(N = 16)$	0.34	0.36	0.37	0.36	0.35	0.34	0.33

Tabelle 4.3: Maximale Trennung zwischen 1 und 100 GeV Myonenergie in Abhängigkeit von der Anzahl n der verworfenen kleinsten Werte bei experimentellem Rauschen.

4.3 Erreichbare Unterdrückung

Die hier dargestellten statistischen Methoden führen zu einer brauchbaren Unterdrückung von Myonen unterhalb von 10 GeV, wenn man von gleichverteilten Myonenergien ausgeht. Im optimalen Fall ohne Rauschen und mit 64 Lagen können bei 84% Nachweiswahrscheinlichkeit für 100 GeV Myonen solche mit 1 GeV gegen 100 GeV im Verhältnis 1 : 50 unterdrückt werden. Mit zunehmender Myonenergie nimmt die Unterdrückung jedoch stark ab. Bei 2 GeV hat sie sich bereits auf 1 : 3 verringert. Für eine Unterdrückung von Energien oberhalb von 10 GeV ist TMS ungeeignet, da der relativistische Anstieg bereits bei 10 GeV sättigt (vergleiche Abbildung 3.4). Folglich müßte auf Gasionisationskammern zurückgegriffen werden, bei denen der Anstieg erst bei etwa 50 – 100 GeV sättigt.

Unter Berücksichtigung des Energiespektrums der Myonen verringert sich die Unterdrückung wesentlich. Myonen mit 1 GeV kommen beispielsweise etwa 40 mal häufiger vor als solche mit 100 GeV [ALL61]. Hinsichtlich der Energiebestimmung der Myonen mit Burstzählern bringt somit die zusätzliche Messung der Energiedeposition im TMS lediglich die Möglichkeit, die Daten auf Konsistenz zu überprüfen.

Unabhängig davon ist es jedoch wichtig, die Energiedeposition von Myonen in TMS möglichst genau zu messen und mit den Simulationsrechnungen zu vergleichen, um deren Güte beurteilen zu können. Wie bereits erwähnt, werden im Zentralkalorimeter des KASCADE-Experiments ebenfalls TMS-Ionisationskammern verwendet, die mit kosmischen Myonen aus vertikalen Richtungen kalibriert werden sollen. Dafür benötigt man eine genaue Kenntnis der Energiedeposition von minimalionisierenden Myonen, da diese am häufigsten vorkommen (vergleiche Abbildung 2.4).

Kapitel 5

Das Experiment

5.1 Der Detektor

5.1.1 Schematischer Aufbau

Der Detektor besteht aus hintereinander angeordneten Ionisationskammern in Plattenkondensatorgeometrie. Da nach den Ausführungen von Kapitel 4 auch mit einer großen Anzahl an Lagen die Diskriminierung gegen niederenergetische Myonen nur sehr beschränkt möglich ist, wurden lediglich 16 Lagen aufgebaut. Damit können die statistischen Methoden experimentell überprüft werden. Eine zusätzliche Segmentierung der einzelnen Lage in sechs Streifen ermöglicht eine Spurbestimmung in der Horizontalen, was für eine gute Myonidentifizierung wesentlich ist.

Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau. Die einzelne Lage besteht aus einer 2 mm starken Edelstahlplatte, der auf jeder Seite sechs 1 mm starke Edelstahlstreifen in einem Abstand von 7.5 mm gegenüberstehen. Die ganze Anordnung befindet sich in einem Stahlbehälter, der mit TMS gefüllt ist, weshalb man auch vom „Swimming-Pool“-Prinzip spricht. Der Detektor enthält insgesamt 96 einzelne Ionisationskammern, die über die Streifen ausgelesen werden. Die das elektrische Feld erzeugende Hochspannung liegt an den Platten an, die Auslesestreifen liegen direkt am Eingang des Vorverstärkers auf einem erdnahen Potential.

5.1.2 Mechanische Konstruktion

Der quaderförmige Behälter des Detektors hat die Maße 720 mm Breite, 720 mm Höhe und 310 mm Tiefe. Er besteht aus Stahl ST 70-2, der eine hohe mechanische Stabilität aufweist. Die quadratischen Front- und Rückseiten sind nur 3 mm stark, um die Strahlungsverluste der Myonen zu minimieren. Die Seitenteile, der Boden und der Deckel haben eine Dicke von je 20 mm. Der Deckel verschließt das Detektorgehäuse hochvakuumdicht.

Im Deckel befinden sich vier Flansche, die die Durchführungen aufnehmen, mit denen die Ionisationskammersignale aus dem Detektor geführt werden. Zur Aufnahme der Vorverstärker sind über jeder Durchführung Platinen angelötet, die sich zum Schutz gegen

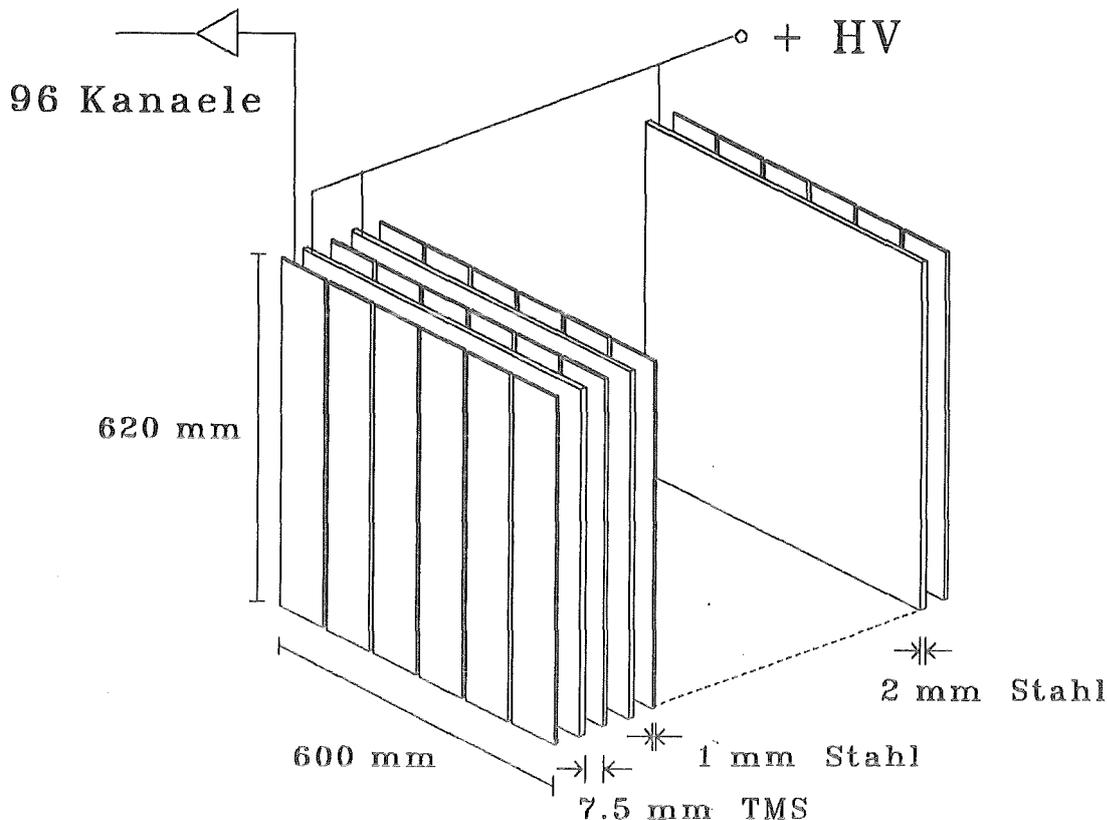


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Detektors. Zwischen den Stahlplatten sind jeweils sechs Auslestreifen aus Edelstahl angebracht. Die auf beiden Seiten verbleibenden 7,5 mm sind mit TMS gefüllt und bilden zusammen mit einer Platte und den sechs Streifen eine Lage. Im ganzen sind 16 solche Lagen hintereinander angeordnet, was 96 elektronische Kanäle ergibt. Für einen Kanal ist das Prinzip der Ausleseelektronik gezeigt. Das Signal wird von dem auf Masse liegenden Streifen direkt in den Vorverstärker geführt. Die Platten sind an eine gemeinsame Hochspannungsversorgung angeschlossen.

elektromagnetische Einstrahlung von Störungen in einem Kupferkasten befinden. In einem Seitenteil sind Durchführungen für die Hochspannungsversorgung der Platten und für die elektrischen Zuleitungen einer Monitorkammer (siehe Abschnitt 5.3) angeflanscht.

Als Material für die Platten und Streifen der Ionisationskammern wurde Edelstahl verwendet, da dieser gegenüber gewöhnlichem Stahl die Reinigung der Oberflächen wesentlich erleichtert. Die Streifen besitzen eine Breite von 93 mm. Alle weiteren Maße der Platten und Streifen sind Abbildung 5.1 zu entnehmen. Die insgesamt 17 Platten stehen auf Stäben aus PEEK¹, die auf dem Gehäuseboden liegen und eine elektrische Isolation bewirken. Seitlich werden die Platten über kammförmige Halterungen aus Teflon elektrisch isoliert festgehalten. Der Abstand zwischen der Gehäusevorder- bzw. Rückwand und der sich anschließenden ersten Platte beträgt jeweils 5 mm. Die Streifen hängen zwischen den

¹PEEK ist der Handelsname für Polyether-Ether-Keton.

Platten an Teflon-Bolzen und werden zusätzlich mit Abstandshaltern aus Teflon fixiert. Auf die obere Kante jedes Streifens ist ein Stift angelötet, um den der Draht für die Signalauslese gewickelt ist.

Am Gehäuseboden sind zwei Ventile angebracht, um das im Detektor befindliche TMS abzulassen. In den Deckel sind die restlichen noch benötigten Öffnungen eingelassen. Dazu gehören Flansche zum Befüllen des Detektors mit Flüssigkeit und zur Aufnahme eines Schauglases zur Kontrolle des Füllstandes, ebenso wie ein Flansch für ein Federmanometer. An einen weiteren Flansch ist eine Berstscheibe eingebaut, die als Überdrucksicherung dient. TMS weist nämlich aufgrund seiner niedrigen Siedetemperatur von $27\text{ }^{\circ}\text{C}$ bereits bei Raumtemperatur einen hohen Dampfdruck auf. An den Ausgang der Berstscheibe ist eine Exhaustleitung ins Freie angeschlossen, so daß im Labor kein zündfähiges TMS-Luftgemisch entstehen kann.

5.1.3 Reinigung des Detektors

Die Oberflächen der Platten und Streifen wurden mittels Lauge- und Säurebädern gründlich gereinigt und anschließend mit entmineralisiertem Wasser gespült. Die Bauteile aus Teflon wurden in einem Äthanolbad gesäubert und bei 150°C ausgebacken, um leicht flüchtige Verunreinigungen wie Lösungsmittel zu entfernen.

Nach der Montage wurde der Deckel mit Indium gegen das Gehäuse gedichtet. Der Detektor wurde 8 Tage lang evakuiert, um das Ausgasen von dampfförmigen Verunreinigungen wie H_2O oder CO_2 von den Oberflächen zu reduzieren. Mit einem Helium-Lecksucher ergab sich eine Leckrate von weniger als 10^{-8} mbar l/s .

Der so vorbereitete Detektor wurde mit etwa 110 l gereinigtem TMS gefüllt, indem man in den gekühlten Detektor TMS-Dampf strömen ließ, der dort kondensierte. Um durch die Montage verursachte Verunreinigungen und Staubteilchen zu lösen, wurden die ersten TMS-Füllungen mehrere Tage im Detektor belassen. Bei der nach 14 Tagen eingebrachten dritten Füllung floß bei Tests der Hochspannungsfestigkeit kein messbarer Leckstrom, $I < 0.05\mu\text{A}$. Mit der eingebauten Monitorkammer ergab sich eine Lebensdauer $\tau = 1.0\ \mu\text{s}$.

Die Reinigung des TMS selbst erfolgte durch Vakuumdestillation über Molekularsiebe und wird im Detail von *Engler et al.* [ENG86] beschrieben. Dabei erreichte typische Lebensdauern betragen $20\ \mu\text{s}$.

5.2 Die Elektronik

Der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition von Myonen in 1.5 cm TMS entspricht einer nachweisbaren Ladung von etwa 1 fC . Um diese kleine Ladung zu messen, benötigt man eine besonders rauscharme und von Störsignalen freie Elektronik, was an den Vorverstärker und an die Hochspannungsversorgung spezielle Anforderungen stellt.

Abbildung 5.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des elektronischen Signalweges. Die auf der Ausleseelektrode influenzierte Ladung fließt über einen etwa 20 cm langen Draht direkt in den Eingang des Vorverstärkers. Dort erfolgt eine Verstärkung und Pulsformung in ein

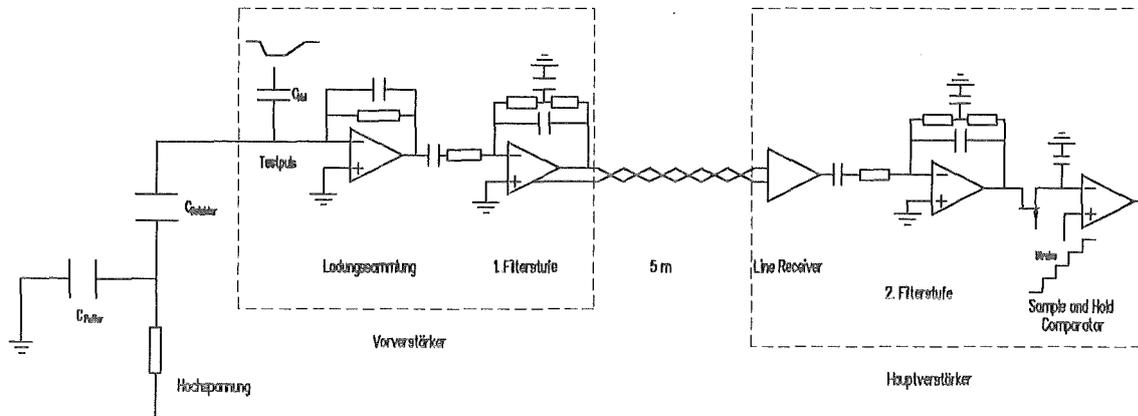


Abbildung 5.2: Prinzipschaltbild des elektronischen Signalweges.

zur Ladung proportionales Spannungssignal, das bereits so groß ist, daß es über etwa 5 m lange „twisted pair“ Kabel zum Hauptverstärker geführt werden kann. Hier wird es nach Durchlaufen eines Differenzverstärkers in einem zweiten aktiven Filter weiter geformt.

Anschließend wird das Signal über eine „sample and hold“-Schaltung und einen Komparator digitalisiert. Alle 96 Kanäle werden parallel innerhalb 1 ms konvertiert. Die digitalen Signale werden über Multiplexer in den CAMAC-Bus geführt. Dieser Daten-Bus wird von einem Rechner PDP 11/73 gesteuert. Der Rechner zeichnet die Daten während eines Meßzeitraumes auf einem Magnetband auf, mit dem sie dann auf einen Großrechner IBM 3090 zur Auswertung transferiert werden können. Die Elektronik zur Digitalisierung des Signals wurde vom CELLO-Experiment [KEI81] übernommen.

5.2.1 Hochspannungsversorgung

Die über einen versilberten Kupferdraht verbundenen Platten des Detektors sind gemeinsam an ein Hochspannungsgerät² angeschlossen. Die abgegebene Hochspannung ist positiv und weist eine Restwelligkeit auf, die das Verstärkerrauschen erhöhen würde. Deshalb wird die Hochspannung am Ausgang des Gerätes über einen RC-Tiefpaß geführt.

Um auch in die Zuleitung einkoppelnde Störungen zu beseitigen, wird die Hochspannung über einen weiteren RC-Tiefpaß gefiltert, der direkt am Detektorgehäuse in einer mit Polyurethan-Masse vergossenen Aluminium-Box eingebaut ist. Die Elemente dieses Filters sind in Abbildung 5.2 eingezeichnet. Der Siebwiderstand beträgt $4.7 M\Omega$, die Kapazität C_{Puffer} setzt sich aus einem $10 nF$ Glimmerkondensator und einem $2.2 nF$ Keramik kondensator zusammen, der besonders induktivitätsarm ist. Mit diesem Filter können auch niederfrequente Störungen unterdrückt werden.

Aufgrund des Innenwiderstandes des HV-Puffers, nimmt beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens die Ladung auf den Platten für die Zeit der Ladungssammlung ($\sim 600 ns$) ab. Dadurch wird auf allen Auslestreifen eine Ladungsabnahme influenziert, die in allen

²CAEN Modell N.186

Kanälen ein gegenüber dem Signal des ionisierenden Teilchens negatives Signal bewirkt. Um dieses Übersprechen zu minimieren, sollte man deshalb die Kapazität C_{Puffer} um parallelgeschaltete Kondensatoren erweitern, die eine deutlich größere Kapazität haben als die des gesamten Detektors $C_{tot} = 96 \cdot 310 pF$ und die dadurch die Entladung der Platten puffern. Versuchsweise wurde C_{Puffer} um $300 nF$ vergrößert, wodurch sich das Übersprechen deutlich reduzierte (siehe Kapitel 6.2).

Bei den verwendeten Kondensatoren handelt es sich um gewickelte Glimmerkondensatoren mit einer relativ hohen Eigeninduktivität, die den schnellen Ladungsfluß verhindert, so daß sich das Übersprechen nicht gänzlich beseitigen ließ. Induktivitätsarme Kondensatoren z.B. in Keramikausführung mit genügend hoher Kapazität standen nicht zur Verfügung.

Man kann das Übersprechen beseitigen, indem man die Platten erdet und die Hochspannung an die Streifen anlegt. Dabei muß man das Signal vom Auslestreifen über Koppelkondensatoren führen, deren Kapazität groß gegen die eines Kanals ist, um den einzelnen Kanal zu puffern. Diese Technik wird allgemein angewendet, unter anderem auch in ähnlichen Ionisationskammern [GET93], wobei die Kondensatoren in das TMS eintauchen.

Im vorliegenden Fall war diese Auslesemethode jedoch nicht möglich, da erstens aufgrund eines wesentlich größeren Elektrodenabstandes eine Hochspannung von über $8 kV$ angelegt werden mußte, um hinreichend hohe Feldstärken zu erreichen, und zweitens für solche Hochspannungen geeignete Kondensatoren, die auch mit TMS verträglich sind, nicht zur Verfügung standen.

Das Übersprechen kann aber bei der Auswertung sehr einfach korrigiert werden (siehe Kapitel 6.2), wenn das Signal-zu-Rausch-Verhältnis so groß ist, daß die vom ionisierenden Teilchen nicht getroffenen Kanäle sicher bestimmt werden können. Ohne eine Pufferkapazität beträgt die mittlere Verschiebung ihres Signals zu negativen Werten bei 16 getroffenen Kanälen $16/96 \cdot 1 fC = 1/6 fC$. Sie wird zum Signal aller Kanäle addiert. Eine Erweiterung der Kapazität von C_{Puffer} ist deshalb nicht unbedingt nötig.

5.2.2 Vorverstärker

Die Funktionsweise des ladungsempfindlichen Vorverstärkers wird im in Abbildung 5.2 eingezeichneten Prinzipschaltbild dargestellt. Dabei ist der in den Eingang des ersten Operationsverstärkers geschaltete Feldeffekttransistor des Typs JFET 2Sk371 (Toshiba) der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Seine hohe Eingangskapazität $C_{FET} = 70 pF$ erlaubt einen direkten Anschluß des Vorverstärkers an die Detektorkapazität, ohne das Rauschen gegenüber der optimalen Anpassung ($C_{Detektor} + C_{Rückkoppel} = C_{FET}$) wesentlich zu vergrößern³.

Hinter dem Feldeffekttransistor liegt ein kapazitiv rückgekoppelte Operationsverstärker, der die Ladung mit einer Zeitkonstanten von $44 \mu s$ aufintegriert. Danach wird das Spannungssignal über ein CR-Glied mit $1.8 \mu s$ differenziert, wodurch niederfrequente Störsignale, z.B. durch Mikrofonie erzeugt, unterdrückt werden. Ein zweiter über einen T-Brücken-Integrator rückgekoppelter Operationsverstärker reduziert das Rauschen durch

³Das serielle Rauschen steigt nur um etwa 29%.

Verminderung der Frequenzbandbreite. Das Ausgangssignal des aus Differenzierglied und Integrator gebildeten Filters, dessen Pulsformung in etwa einem $CR - (RC)^2$ -Glied mit $\tau_F = 1.9 \mu s$ entspricht, ist ein unipolarer Spannungspuls.

5.2.3 Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Ein Maß für die Größe des Rauschens ist die äquivalente Rauschladung ENC („equivalent noise charge“). Sie gibt diejenige Ladung an, die im Eingang des Verstärkers benötigt würde, um eine Ausgangsamplitude zu erzeugen, die so groß ist wie die Standardabweichung der das Rauschen beschreibenden Normalverteilung. Die ENC kann aus den Daten eines Verstärkers, insbesondere seines Eingangstransistors berechnet werden. Die Rechnung für diesen Verstärker folgt *Giorginis* [GIO90].

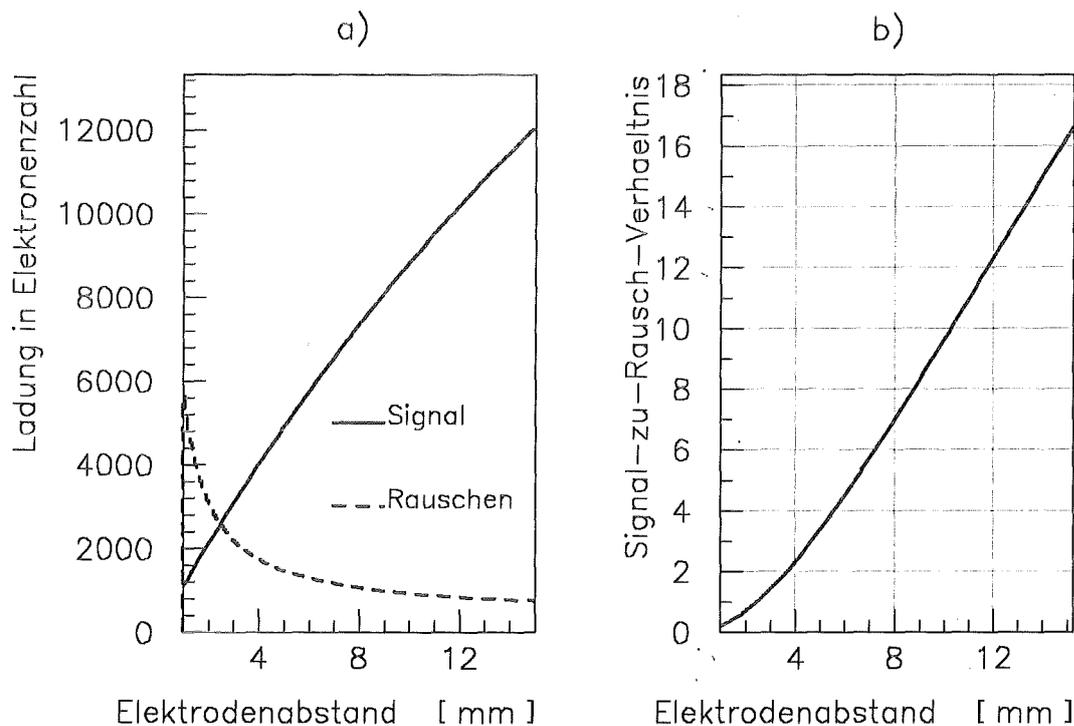


Abbildung 5.3: Signal, Rauschen und Signal-zu-Rausch-Verhältnis als Funktion des Elektrodenabstandes für TMS als Dielektrikum. Für das elektrische Feld und die Lebensdauer wurden experimentell typische Werte $E = 12.5 \text{ kV/cm}$ und $\tau = 1.6 \mu s$ gewählt.

Die sich ergebende ENC ist in Abbildung 5.3 a) in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand d zusammen mit dem wahrscheinlichsten Ladungssignal S_Q dargestellt. Die Werte von $1.6 \mu s$ für die Lebensdauer und 12.5 kV für die elektrische Feldstärke entsprechen experimentell realisierten Werten. Das Rauschen nimmt unterhalb von 4 mm deutlich zu. Abbildung 5.3 b) zeigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S_Q/ENC . Oberhalb von 4 mm steigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis praktisch linear mit d an.

Man sollte also den Elektrodenabstand so groß wie möglich wählen, mindestens aber größer als 4 mm. Eine obere Grenze setzt die experimentell realisierbare Hochspannung. Mit dem hier gewählten Abstand von 7.5 mm erhält man bereits ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das größer ist als 6:1. Dabei beträgt das berechnete Rauschen 1100 Elektronen, was mit dem gemessenen Wert von 1095 Elektronen sehr gut übereinstimmt.

Dieses Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist ausreichend, um das Übersprechen zu korrigieren. Die mittlere Verschiebung der nichtgetroffenen Kanäle zu negativen Werten beträgt gerade $1/6S_Q = 1$ ENC. Die Signalverschmierung zu niedrigen Werten durch Landau-Fluktuationen beläuft sich auf etwa 1.5 ENC, so daß das Signal noch 3.5 ENC über dem elektronischen Nullpunkt liegt. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, daß durch Rauschen das Signal im einzelnen Kanal vorgetäuscht wird, kleiner als ein Promille, und folglich können die getroffenen Kanäle mit großer Wahrscheinlichkeit ermittelt werden.

5.2.4 Elektronische Kalibration

Die Kalibration aller 96 Kanäle erfolgt rechnergesteuert, wobei über die Eichkapazität $C_{Kal} = 2.2$ pF eine Testladung in den Verstärkereingang eingekoppelt wird. Wichtig ist, daß der Testpuls eine möglichst ähnliche Form hat wie das durch die Driftzeit der Elektronen festgelegte Signal aus der Ionisationskammer. Dann ist das ballistische Defizit für die Kalibration und für die Messung mit ionisierenden Teilchen praktisch gleich. Die Verstärkung der gesamten Elektronik ist so gewählt, daß eine Testladung von 1 fC etwa 17 ADC-Werten entspricht.

Der Fehler bei der Kalibration resultiert im wesentlichen aus Unsicherheiten bei der Testpulsspannung (ca. 0.4 %) und der Eichkapazität (ca. 1.5 % [MIE92]). Der Fehler aufgrund der Verschmierung des digitalen Meßwertes durch das Rauschen kann durch hohe Statistik beliebig klein gehalten werden. Damit ergibt sich ein relativer Fehler für den Umrechnungsfaktor von etwa 1.6 %.

Weiterhin wird die Lage des Nullpunkts („Pedestal“) und das Rauschen durch zufälliges Auslesen des Detektors bestimmt. Um das Übersprechen korrigieren zu können, muß das Pedestal größer als die negative Verschiebung der nichtgetroffenen Kanäle sein. Typischerweise beträgt das Pedestal etwa 40 ADC-Werte, so daß bei einer mittleren Verschiebung von $1/6$ fC ~ 3 ADC eine Korrektur praktisch immer möglich ist.

5.3 Eichung der Ladungsausbeute

Um aus der gemessenen Ladung die deponierte Energie nach Gleichung 3.6 und 3.9 bestimmen zu können, muß die Lebensdauer der freien Elektronen im TMS bekannt sein. Die Messung der Lebensdauer erfolgt mit einer Monitorkammer [GET88], die in die TMS-Füllung des Detektors eintaucht. Hierbei handelt es sich um eine kleine Ionisationskammer, auf deren Kathode ein ^{207}Bi -Präparat aufgebracht ist, das 976 keV Konversionselektronen der K-Schale emittiert. Die Elektronen deponieren ihre Energie im TMS zwischen den Elektroden, und mit dem gemessenen Ladungssignal kann die Lebensdauer bestimmt

werden. Dabei ist allerdings der Ansatz für die meßbare Ladung gegenüber dem bei durchgehenden ionisierenden Teilchen (vergleiche Gleichung 3.9) zu modifizieren. Die Ionisationselektronen entstehen hier in der Nähe des Präparates, so daß die Driftstrecke praktisch für alle Elektronen gleich lang ist. Folglich entfällt der Term $(1 - \frac{t}{T_D})$ in der Gleichung 3.8 für den Elektronenstrom, und für die insgesamt meßbare Ladung erhält man:

$$Q_e = F \cdot 9760 \cdot G(E) \cdot e \frac{\tau}{T_D} (1 - e^{-T_D/\tau}) .$$

Mit einer Anpassung dieser Funktion an Ladungen, die bei verschiedenen Feldstärken gemessen wurden, wird τ bestimmt. Hierbei berücksichtigt ein Normierungsfaktor F kleine systematische Fehler bei der Kalibration.

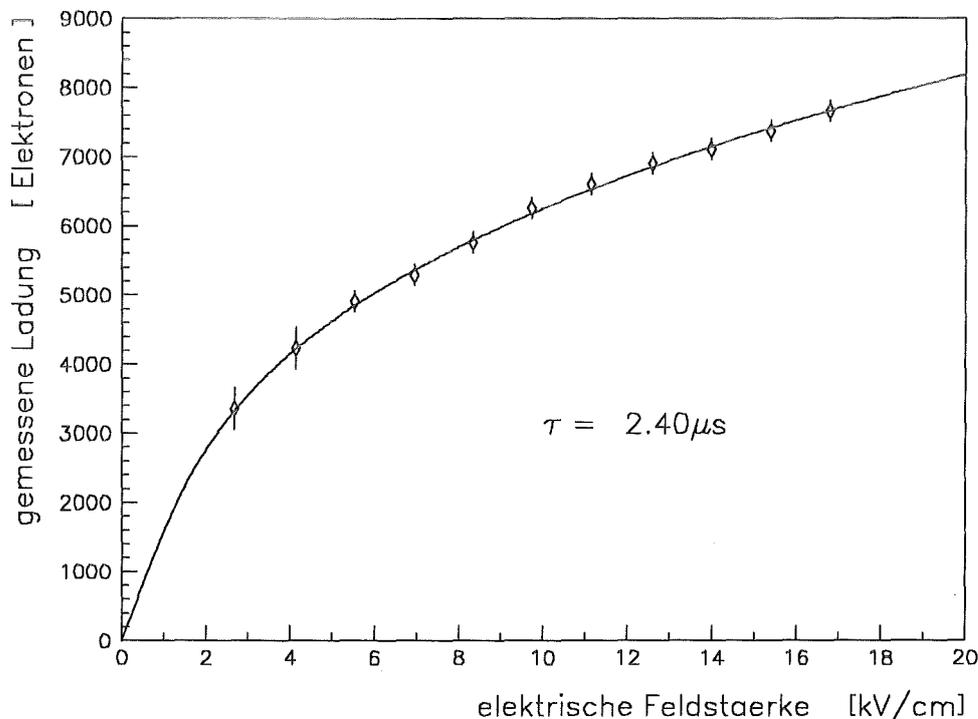


Abbildung 5.4: **Gemessene Ladung in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke bei einer Lebensdauer von $2.40 \mu s$.** Eingezeichnet ist ebenfalls die Anpassung, mit der die Lebensdauer bestimmt wurde.

Abbildung 5.4 zeigt als Beispiel eine solche Anpassung für eine Füllung mit einer Lebensdauer von $2.40 \mu s$. Aufgetragen ist die gemessene Ladung in Elektronen gegen die elektrische Feldstärke. Der Fehler der einzelnen Meßpunkte resultiert hauptsächlich aus der Verbreiterung der Pulshöhenverteilung durch kleine Beiträge von Konversionselektronen der L- und M-Schale mit 1049 beziehungsweise 1060 keV und durch die 860 keV Compton-Kante der 1064 keV γ -Quanten.

Die Lebensdauer nimmt im Laufe der Verweilzeit des TMS im Detektor ab. Verunreinigungen, die an den Oberflächen der Platten, Streifen und Abstandshalter sitzen, lösen sich

im TMS und erhöhen somit die Verunreinigungskonzentration. Der größte Beitrag entsteht durch „Ausgasen“ von elektronegativen Verunreinigungen aus den Teflon-Bauteilen. Unter der Annahme, daß die zeitliche Zunahme der Verunreinigungskonzentration n_{O_2} in Sauerstoffäquivalenten konstant ist, erhält man:

$$n_{O_2}(t) = L \cdot t + (n_{O_2})_0 . \quad (5.1)$$

Mit Gleichung 3.7 ergibt sich somit für τ in Abhängigkeit von der Verweilzeit:

$$\tau(t) = \frac{225 \text{ ppb}}{L \cdot t + (n_{O_2})_0} . \quad (5.2)$$

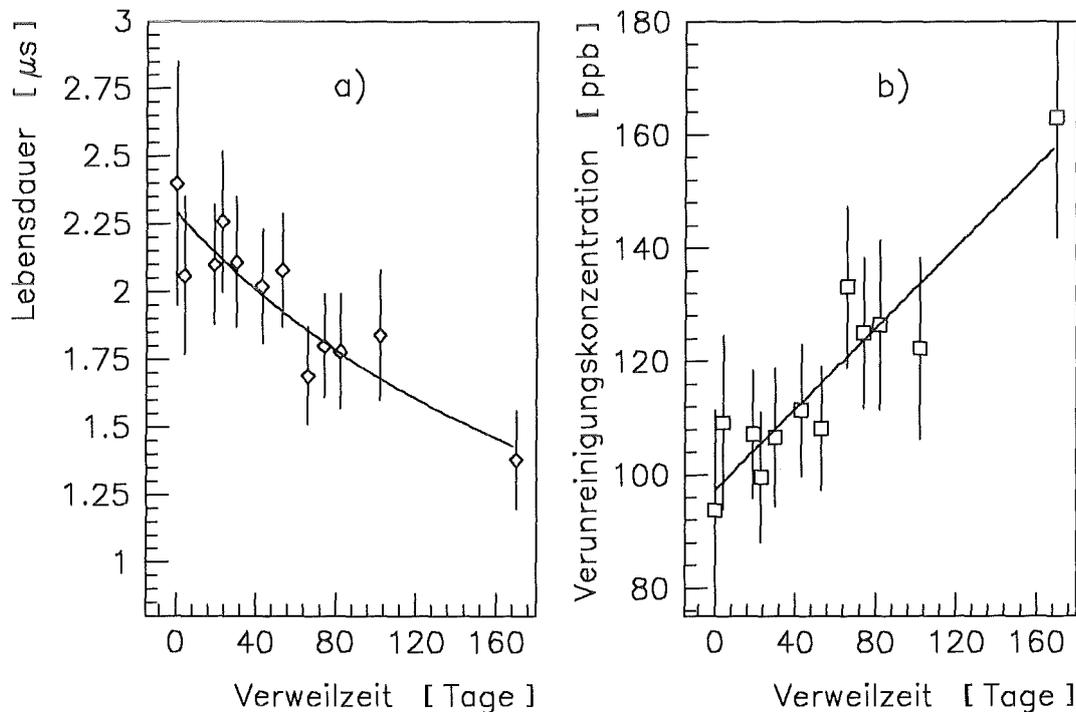


Abbildung 5.5: Gemessene Lebensdauer und entsprechende Verunreinigungskonzentration in Abhängigkeit von der Verweilzeit des TMS im Detektor.

In Abbildung 5.5 sind die gemessenen Lebensdauern der vierten TMS-Füllung des Detektors (a) sowie die entsprechende Zunahme der Verunreinigungskonzentration (b) in Abhängigkeit von der Verweilzeit im Detektor dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind Anpassungen gemäß Gleichung 5.2 bzw. 5.1. Für L , die zeitliche Zunahme der Verunreinigungskonzentration, erhält man 130 ppb/a . Dieser Wert ist vergleichbar mit anderen mit Teflon-Abstandshaltern bestückten TMS-Ionisationskammern [BOL91].

Für den bei uns vorkommenden Wertebereich von τ beträgt der relative Fehler der Lebensdauerermessung ungefähr 15 %. Daraus resultiert jedoch kein großer Fehler der Ladungsmessung, da für $\tau \gg T_D$ die Ladungsausbeute nur geringfügig von τ/T_D abhängt

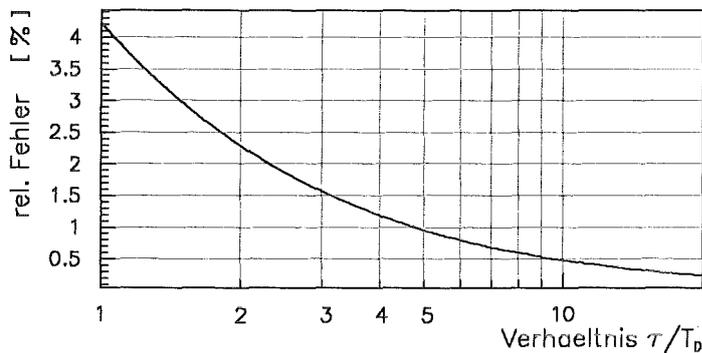


Abbildung 5.6: Relativer Fehler der gemessenen Ladung in Abhängigkeit von τ/T_D bei einem relativen Fehler der Lebensdauer von 15 %.

(vergleiche Abbildung 3.7). Die kleinen Fehler belegt Abbildung 5.6, in der die Abhängigkeit des relativen Fehlers der gemessenen Ladung vom Verhältnis der Lebensdauer zur Driftzeit dargestellt ist. Bei einer typischen Driftzeit von 600 ns macht man bei $2.4 \mu\text{s}$ einen relativen Fehler von nur 1.1 %. Selbst bei einer Lebensdauer von $1.2 \mu\text{s}$ beträgt der Fehler nur 2.3 %.

5.4 Der Meßaufbau

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Messungen durchgeführt, wobei für jede Messung ein eigener Aufbau verwendet wurde:

- Die Messung der Energiedeposition E_{dep} durch Ionisation von horizontalen Myonen, insbesondere bei höherenergetischen Myonen: $E_\mu \geq 10 \text{ GeV}$.
- Die Messung von E_{dep} bei minimal ionisierenden Myonen: $E_\mu \approx 700 \text{ MeV}$.

5.4.1 Horizontale Myonen

Die Anordnung der Detektoren zeigt Abbildung 5.7. Hinter dem Ionisationsdetektor stehen zwei Blei-Kalorimeter, die zur Messung von elektromagnetischen Bursts von horizontalen Myonen konzipiert und analog zum Ionisationsdetektor aufgebaut sind. Bei ihnen werden statt der 2 mm dicken Stahlplatten 10 mm dicke Bleiplatten als Absorber verwendet, und der Elektrodenabstand ist von 7.5 mm auf 4 mm reduziert [GET93]. Jedes Kalorimeter enthält 15 Bleiplatten, so daß mit insgesamt 30 cm Blei ein Absorber von 54 Strahlungslängen zur Verfügung steht.

Die verwendete Hochspannung lag beim Ionisationsmodul bei 9000 V und bei den Blei-Kalorimetern bei 3000 V . Bei höheren Spannungen nahm das elektronische Rauschen einzelner Kanäle stark zu. Dies wird auf kleine dielektrische Staubteilchen zurückgeführt, die im elektrischen Feld zwischen den Elektroden hin- und herdriften.

Je drei der Szintillatoren (T1 - T3, T4 - T6, T7 - T9) mit je einer Fläche $60 \times 20 \text{ cm}^2$

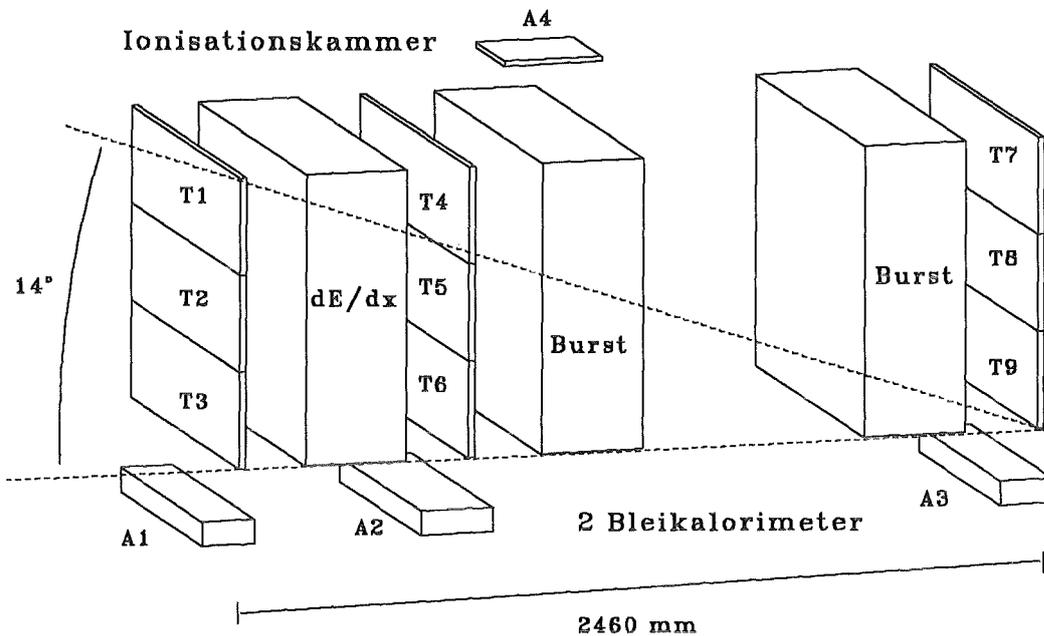


Abbildung 5.7: Experimenteller Aufbau zur Messung von hochenergetischen Myonen.

bilden eine Triggerebene. Die Signale der drei Ebenen wurden in Koinzidenz geschaltet. Unter jeder Triggerebene liegt ein weiterer 5 cm dicker Szintillator der Fläche $45 \times 16 \text{ cm}^2$ (A1, A3) beziehungsweise $45 \times 25 \text{ cm}^2$ (A2). Bei der Messung wird das Signal dieser Zähler zusammen mit dem eines zusätzlichen Szintillators A4 ($28 \times 25 \times 1 \text{ cm}^3$) über dem ersten Blei-Kalorimeter mit aufgezeichnet. Diese Information kann bei der Auswertung dazu benützt werden, Trigger durch Luftschauer auszuschließen.

Mit dieser Anordnung wurden Myonen nachgewiesen, die mit einer Energie oberhalb 1 GeV unter einem Zenitwinkel von mehr als 76° eintreffen. Die Energieschwelle wurde aus Simulationsrechnungen erhalten, deren Ergebnisse in Abbildung 5.8 dargestellt sind. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit für einen Trigger bei senkrechtem Einschuss in die Detektoranordnung. Bei dieser Messung sind zufällige Koinzidenzen angesichts einer Koinzidenzbreite von 50 ns und einer maximalen Zählrate einer Triggerebene von 500 s^{-1} vernachlässigbar. Die Triggerrate betrug 117 h^{-1} .

Die Hochspannungen an den Photomultipliern der Szintillator-Zähler und die Schwellen der verwendeten Diskriminatoren wurden so eingestellt, daß jeder Zähler Myonen mit einer Effizienz von mehr als 98 % nachweist. Dies wurde mit einem separaten Myon-Hodoskop überprüft.

Mit diesem Aufbau wurden solche Ereignisse selektiert, bei denen das Myon in den Blei-Kalorimetern mindestens 10 GeV deponiert hat.

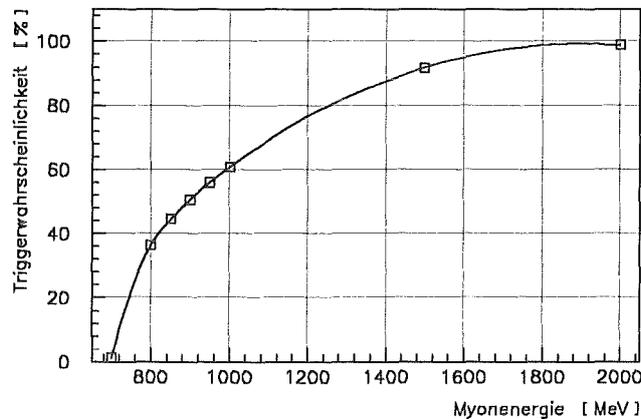


Abbildung 5.8: Triggervwahrscheinlichkeit als Funktion der Myonenergie.

5.4.2 Minimal ionisierende Myonen

Bei etwa 700 MeV erreicht der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes sein Minimum. Um die Energie der gemessenen Myonen auf diesen Wert festzulegen, wurden sie im zweiten Blei-Kalorimeter gestoppt. Dazu wurde der Meßaufbau entsprechend der Darstellung in Abbildung 5.9 modifiziert, um kleinere Zenitwinkel zu erreichen, so daß die Rate an minimal ionisierenden Myonen deutlich größer wird.

Die Anordnung der Szintillatoren wurde ebenfalls wie in Abbildung 5.9 angegeben geändert. Als weiterer Trigger-Zähler **T1** wurde ein $25 \times 28 \text{ cm}$ großer Szintillator zwischen den beiden Blei-Kalorimetern installiert, der um 25 cm gegenüber der Mittellage nach oben versetzt wurde. Sein Signal wird mit dem der Triggerebene (**T2** - **T4**) in Koinzidenz geschaltet. Die äußere Triggerebene am Blei-Kalorimeter wurde um einen $20 \times 60 \text{ cm}$ großen Szintillator nach unten erweitert. Das Signal dieser Ebene wurde in Antikoinzidenz zum Signal aus $\text{T1} \wedge (\text{T2} \vee \text{T3} \vee \text{T4})$ geschaltet. Die Rate von zufälligen Koinzidenzen wird zu 0.6 h^{-1} abgeschätzt, was im Vergleich zur Triggerrate von 40 h^{-1} klein ist.

Für **T1** wurde eine wesentlich kleinere Fläche gewählt, um zu verhindern, daß Myonen triggern, die nicht im folgenden Blei-Kalorimeter gestoppt werden, sondern aufgrund von Streuungen im Blei an der Antizähler-Ebene vorbeilaufen. Simulationsrechnungen für diese Detektoranordnung ergeben, daß die Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen des Triggers bei Myonen mit einer Energie von 700 MeV maximal wird und bei höheren Energien stark abnimmt, siehe Tabelle 5.1. Bei den Simulationen wurde der Auftreffpunkt auf die Triggerebene (**T2** - **T4**) und der Einschußwinkel α so gewählt, daß bei einer geradlinigen Ausbreitung des Myons kein Trigger erfolgt, da es die Antizähler-Ebene treffen würde.

Nicht alle der triggenden Myonen werden auch in der Anordnung gestoppt. Beispielsweise triggern 66% der 700 MeV Myonen bei einem Einschußwinkel $\alpha = 24^\circ$, wohingegen tatsächlich nur 56% im Aufbau gestoppt werden, da sie teilweise nach Durchlaufen von **T1** im darauffolgenden Blei-Kalorimeter aus der Detektor-Anordnung herausgestreut werden. Für die Myonenergie spielt dies jedoch keine Rolle, so daß die Anordnung ein „Energie-

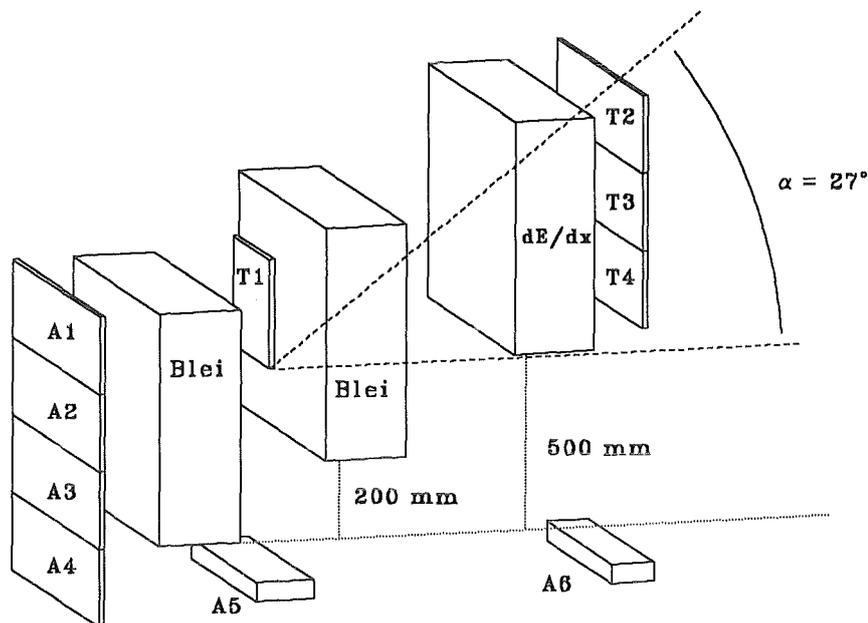


Abbildung 5.9: Experimenteller Aufbau zur Messung von minimal ionisierenden Myonen.

$E_\mu [MeV]$	$\alpha = 2^\circ$		$\alpha = 13^\circ$		$\alpha = 24^\circ$	
	P_{Trig}	P_{Stop}	P_{Trig}	P_{Stop}	P_{Trig}	P_{Stop}
500	37.0	37.0	2.5	2.5	9.3	8.8
700	90.0	82.0	71.0	65.0	66.0	56.0
900	22.0	0.0	5.7	0.5	15.7	3.4
1100	6.0	0.0	0.5	0.0	2.2	0.0
1300	1.6	0.0	0.0	0.0	1.0	0.0
2000	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 5.1: Trigger- und Stop-Wahrscheinlichkeit in % für verschiedene Energien und Einschußwinkel α .

Filter“ auf 700 MeV Myonen darstellt. Myonen oberhalb von 1300 MeV können keinen Trigger auslösen, da sie nicht mehr so stark gestreut werden.

Aus der Simulation ergibt sich, daß Myonen, die einen gültigen Trigger erzeugen, mit Energien zwischen 500 und 1300 MeV in das Ionisationsmodul eintreten und es mit Energien zwischen 370 und 1200 MeV verlassen. Somit ist gewährleistet, daß die Myonen im Ionisationsdetektor im wesentlichen minimal ionisierend waren.

Kapitel 6

Auswertung und Resultate

6.1 Die Myonidentifikation

In beiden Meßaufbauten können neben Myonen auch Luftschauer und deren Ausläufer einen gültigen Trigger auslösen. Um beim einzelnen Ereignis zu entscheiden, ob es sich um ein Myon handelt, wird im Ionisationsdetektor nach einer *Spur* gesucht.

Die gesamte Detektoranordnung einschließlich der Blei-Kalorimeter stellt für Myonen oberhalb von 1.5 GeV eine „dünne“ Materieschicht dar, in der der Energieverlust im Vergleich zu ihrer Energie klein ist. Deshalb bleibt der Impuls des Myons beim Durchlaufen der Detektoranordnung so groß, daß es praktisch einer geraden Trajektorie folgt, ohne stark gestreut zu werden.

Aufgrund des guten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses ist die Myonspur im Ionisationsdetektor sehr deutlich, und man kann strenge Bedingungen für eine Spur fordern:

Von den 16 durchquerten Lagen muß mindestens in 12 Lagen jeweils ein Kanal ein Signal größer als 3 ENC aufweisen.

Die Bedingung wurde gegenüber dem in Kapitel 5.2.2 angegebenen Wert von 3.5 ENC abgeschwächt, um die Reduzierung des Signals in einem Kanal zu berücksichtigen, die entsteht, wenn das Myon im Zwischenraum zwischen zwei Streifen einer Lage durchläuft. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Spurbedingung aufgrund des elektronischen Rauschens zufällig erfüllt wird, ist verschwindend klein.

Die Spursuche erfolgt dadurch, daß in der horizontalen Ebene Verbindungsgeraden durch Punkte auf den Triggerflächen gelegt werden, die den ganzen Detektoraufbau begrenzen. Insgesamt werden 324 mögliche Spuren berücksichtigt. Die Schnittpunkte der Geraden mit den einzelnen Ebenen legen die Spurkanäle fest. Die deponierte Energie in den Spurkanälen wird für jede Spur aufsummiert, die obiger Bedingung genügt. Die Spur mit maximaler Energie wird als Myon-Spur interpretiert. Der dadurch mit einer Genauigkeit von etwa 2° festgelegte Azimutwinkel der Spur gegen die longitudinale Detektorachse wird benötigt, um die Energiedeposition auf senkrechten Durchgang durch den Detektor zu normieren. Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Winkel.

Der Zenitwinkel ergibt sich aus den angesprochenen Triggerzählern mit einer Auflösung von etwa 4° .

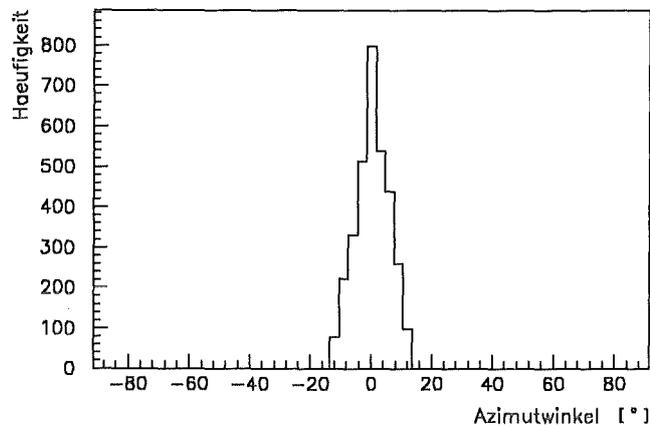


Abbildung 6.1: Verteilung der rekonstruierten Azimutwinkel der Spur gegen die Detektorachse in der Meßanordnung für horizontale Myonen.

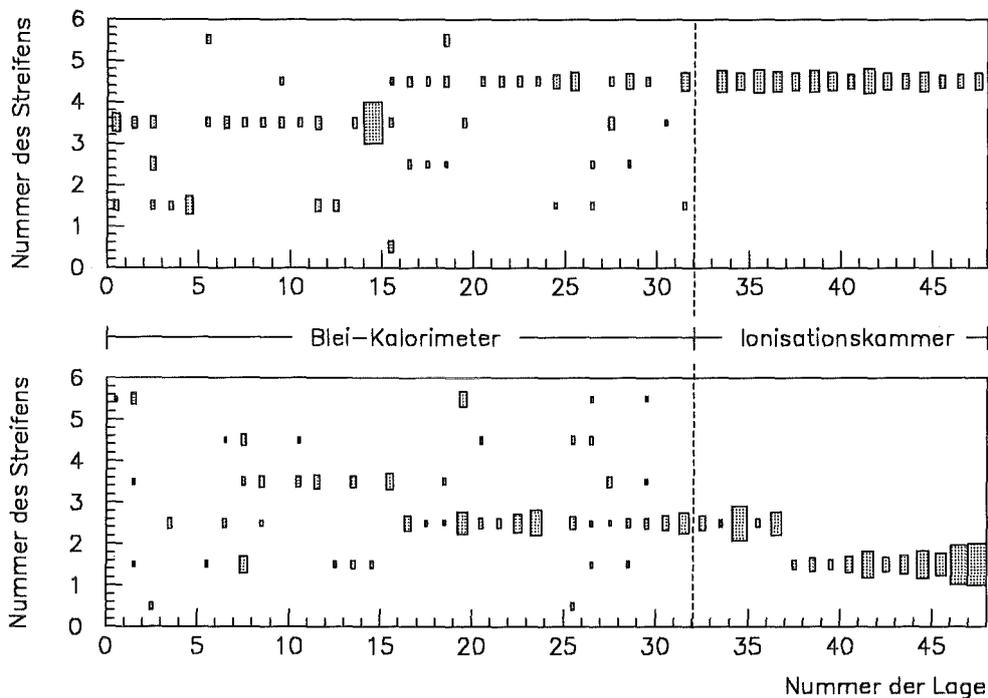


Abbildung 6.2: Zwei typische Ereignisse in der Meßanordnung für horizontale Myonen. Dargestellt ist die in den Kanälen deponierte Energie mittels dazu proportionalen Rechtecken. Das größte Rechteck entspricht 4 MeV.

Da auch Luftschauer zu Ereignissen führen können, bei denen mehr als 11 Kanäle längs einer Geraden liegen, wurden zusätzliche Bedingungen für eine Myonspur gefordert:

- Es dürfen höchstens 5 Nachbarkanäle von Spurkanälen angesprochen haben.
- Von den insgesamt 96 Kanälen des Ionisationsdetektors dürfen nicht mehr als 24 angesprochen haben.

Simulationsrechnungen ergeben, daß mit diesen Bedingungen mehr als 99 % aller Myonen gefunden werden. Im Meßaufbau für horizontale Myonen werden 62 % aller getriggerten Ereignisse als Myonen identifiziert. In Abbildung 6.2 ist eine Aufsicht auf die 288 Detektorkanäle in dieser Meßanordnung gezeigt. Dargestellt wird die Energiedeposition in den Kanälen bei zwei Ereignissen, die als Myonen identifiziert wurden. In der Ionisationskammer ist die Spur des Myons ganz deutlich zu erkennen, kein Kanal neben der Spur zeigt ein Signal. In den Blei-Kalorimetern ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für Myonen mit 1 : 1.5 wesentlich schlechter, da der Elektrodenabstand nur 4 mm beträgt. Deshalb täuscht elektronisches Rauschen getroffene Kanäle vor.

6.2 Die Korrektur des Übersprechens

In Abbildung 6.3 ist die Verteilung des Signals aller Kanäle des Ionisationsmoduls für zwei verschiedene Meßperioden dargestellt. Abbildung a) zeigt eine Messung ohne zusätzliche

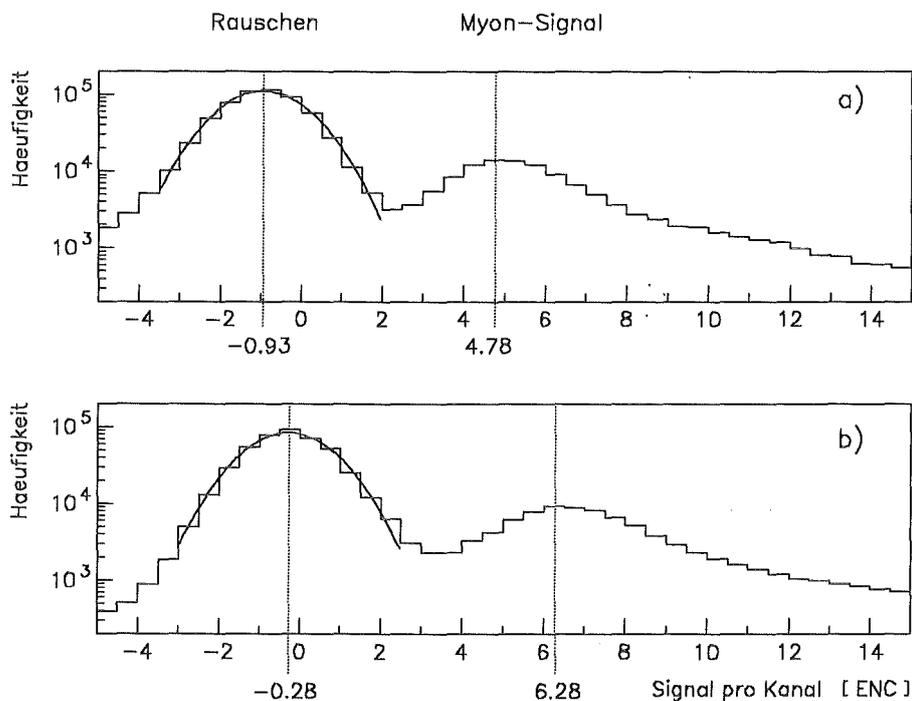


Abbildung 6.3: Verteilung der Signale aller Kanäle des Ionisationsdetektors für eine Messung ohne zusätzliche Pufferkapazität (a), bzw. mit 300 nF (b).

Pufferkapazität an der Hochspannungsversorgung der Platten bei einer Lebensdauer im TMS von $0.8 \mu\text{s}$. Bei b) handelt es sich um eine Messung mit einer zusätzlichen Pufferkapazität von 300 nF bei $\tau = 2.2 \mu\text{s}$. Die Verteilungen besitzen zwei Maxima. Das linke entspricht den nicht getroffenen Kanälen. Seine Verschiebung zu negativen Werten ist ein Maß für das Übersprechen zwischen den Kanälen. Die Verschiebung wird über die Anpassung einer Normalverteilung bestimmt, die ebenfalls eingezeichnet ist. Das rechte Maximum entspricht dem Myon-Signal.

Bei der Messung ohne zusätzliche Pufferkapazität beträgt die mittlere Verschiebung $\Delta Q = 0.93 \text{ ENC}$. Dieser Wert ist etwas kleiner als der erwartete Wert von $\approx 1 \text{ ENC}$, was damit zusammenhängt, daß auch die Filterkondensatoren von 12.2 nF als Puffer wirken. Allerdings ist der Wert größer als derjenige, den man mit 12.2 nF Pufferkapazität erwarten würde:

$$\Delta Q \approx \frac{0.31}{12.2 + 96 \cdot 0.31} \cdot 16 \text{ ENC} = 0.71 \text{ ENC}.$$

Dies erklärt sich daraus, daß der 10 nF Glimmerkondensator aufgrund seiner hohen Eigeninduktivität nicht im ganzen Frequenzbereich vollständig beitragen kann. Bei der Messung mit zusätzlichen Glimmerkondensatoren mit einer Gesamtkapazität von 300 nF ist die Verschiebung mit 0.28 ENC deutlich kleiner als bei a), jedoch auch hier größer als der erwartete Wert von 0.09 ENC .

Aufgrund der größeren Lebensdauer im TMS ist bei b) das Signal-zu-Rausch-Verhältnis höher.

Da das Übersprechen von den Pulshöhen abhängt, muß die Korrektur beim *einzelnen* Ereignis durchgeführt werden. Die mittlere Verschiebung der Verteilung der Rauschsignale wird bestimmt, indem eine Normalverteilung an alle Werte, die höchstens 3 ENC über dem Maximum der Verteilung liegen, angepaßt wird. Die Pulshöhen aller Kanäle werden um die mittlere Verschiebung nach oben korrigiert.

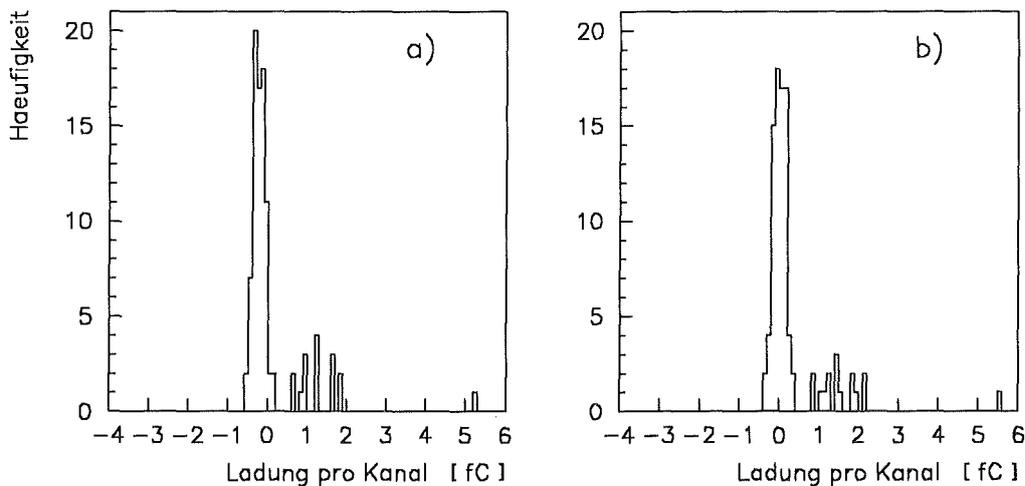


Abbildung 6.4: Verteilung der Signale aller Kanäle des Ionisationsdetektors bei einem Ereignis vor (a) und nach der Korrektur (b).

In Abbildung 6.4 ist die Verteilung des Signals aller 96 Kanäle bei einem Ereignis dargestellt. In a) ist das Signal unkorrigiert, in b) ist es korrigiert. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist ausreichend hoch. Es liegen genau 16 Werte oberhalb der Verteilung, die zu den Rauschsignalen gehört.

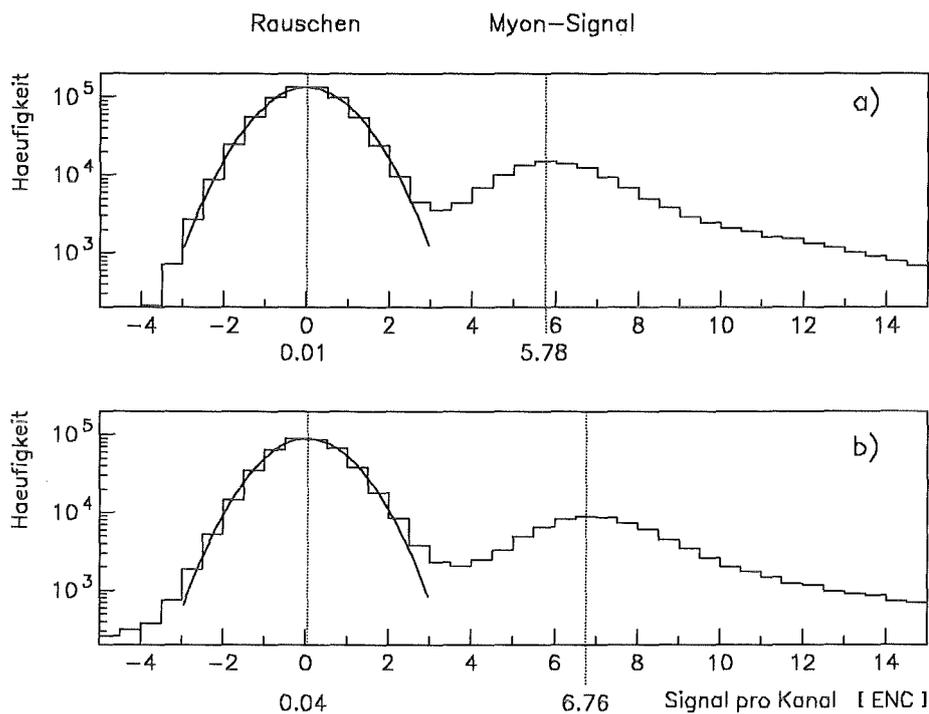


Abbildung 6.5: Verteilung der korrigierten Signale aller Kanäle des Ionisationsdetektors für eine Messung ohne zusätzliche Pufferkapazität (a), bzw. mit 300 nF zusätzlich (b). Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist bei b) größer, da bei dieser Messung die Lebensdauer höher war.

Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung der korrigierten Signale aus den Meßperioden, deren unkorrigierte Signale in Abbildung 6.3 dargestellt sind. Die Verteilungen der Signale der nichtgetroffenen Kanäle liegen symmetrisch um den Nullpunkt.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 5.8 : 1 bei a) beziehungsweise 6.7 : 1 bei b) ist etwas größer als das berechnete. Bei a) würde man etwa 5.4 : 1 erwarten, bei b) etwa 6.2 : 1. Der Grund dafür liegt darin, daß wegen der asymmetrischen Verteilung der Energiedeposition die Faltung mit einer das Rauschen beschreibenden Normalverteilung einen wahrscheinlichsten Wert ergibt, der zu höheren Werten verschoben ist. Simulationsrechnungen ergeben für vorliegende Messungen eine Verschiebung von etwa 7 % (vergleiche Abbildungen 6.11 und 6.12 in Abschnitt 6.4).

6.3 Der Myonfluß unter großen Zenitwinkeln

In 9 Meßperioden wurden in insgesamt 1350 Stunden 159000 getriggerte Ereignisse aufgezeichnet. Von diesen wurden 99000 über die Spursuche als Myonen identifiziert. Damit ergibt sich eine Myonrate von 72.8 h^{-1} . Eine Abschätzung der zu erwartenden Rate mit Meßwerten von *Allen* und *Apostolakis* [ALL61] ergibt 71.6 h^{-1} .

Aufgrund der dreifachen Segmentierung der Triggerebenen können die Raten für verschiedene Zenitwinkelbereiche angegeben werden. Sie sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Ebenfalls eingetragen ist der sich aus der Rate ergebende integrale Fluß der Myonen oberhalb einer Energieschwelle von etwa 1 GeV bei dem entsprechenden mittleren Winkel $\langle\theta\rangle$. Der Wert für die Energieschwelle ergibt sich aus der Simulation (vergleiche Abbildung 5.8).

Winkelbereich	$\langle\theta\rangle$	Rate [h^{-1}]	$I(E_\mu \geq 1 \text{ GeV}) [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}]$
$76.0^\circ - 85.2^\circ$	79.3°	35.2	$1.96 \cdot 10^{-4}$
$80.5^\circ - 90.0^\circ$	84.0°	29.2	$0.79 \cdot 10^{-4}$
$85.2^\circ - 90.0^\circ$	87.2°	8.4	$0.30 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.1: Myonraten und integraler Myonfluß bei verschiedenen Zenitwinkeln

Bei der Berechnung der mittleren Winkel wurde mit dem Myonspektrum gewichtet, wobei für die Winkelabhängigkeit des Spektrums die Gleichung 2.1 angenommen wurde. Für den Winkelbereich $76^\circ - 85.2^\circ$ wurde $n = 1.85$ gesetzt. Oberhalb von 80° ändert sich die Winkelabhängigkeit, da dann die Näherung einer „flachen“ Atmosphäre von der realen, gekrümmten Atmosphäre stark abweicht. Bei einer gekrümmten Atmosphäre ist die durchlaufene Massenbelegung für auf Meereshöhe horizontal eintreffende Myonen nicht unendlich groß, sondern nur etwa 40 mal größer als bei vertikalem Eintreffen. Deshalb verschwindet der Myonfluß unter 90° nicht völlig.

Um die geänderte Winkelabhängigkeit bei der Gewichtung zu berücksichtigen, wurde $n = 0.7$ für den Winkelbereich $80.5^\circ - 90^\circ$ gesetzt. Dieser Wert für n wurde aus Messungen von *Crookes* und *Rastin* [CRO72] interpoliert. Für den Winkelbereich $85.2^\circ - 90^\circ$ ergab sich aus der Interpolation $n = 0.4$. Eine Abschätzung des Fehlers auf den mittleren Winkel durch die Interpolation ergibt 0.3° .

In Abbildung 6.6 sind die vorliegenden Meßwerte für den Myonfluß in Abhängigkeit vom Zenitwinkel zusammen mit denen von *Allen* und *Apostolakis* eingezeichnet. Ebenfalls gezeichnet ist eine Anpassung an die Werte unterhalb $\theta = 80^\circ$, die $n = 1.85$ ergibt. Wie erwartet liefert diese Anpassung bei großen Zenitwinkeln zu kleine Werte für den Myonfluß.

Die eingezeichneten Fehler bei dieser Messung sind größer als die statistischen Fehler, die nur 0.5% beziehungsweise 1.0% bei $\langle\theta\rangle = 87.2^\circ$ betragen. Ein wesentlich größerer Fehler resultiert bei der Auswertung bezüglich der 3 Winkelbereiche daraus, daß als Myonen identifizierte Ereignisse, bei denen mehr als ein Szintillator in den begrenzenden Triggerebenen angesprochen hat, keinem Winkelbereich eindeutig zugeordnet werden können.

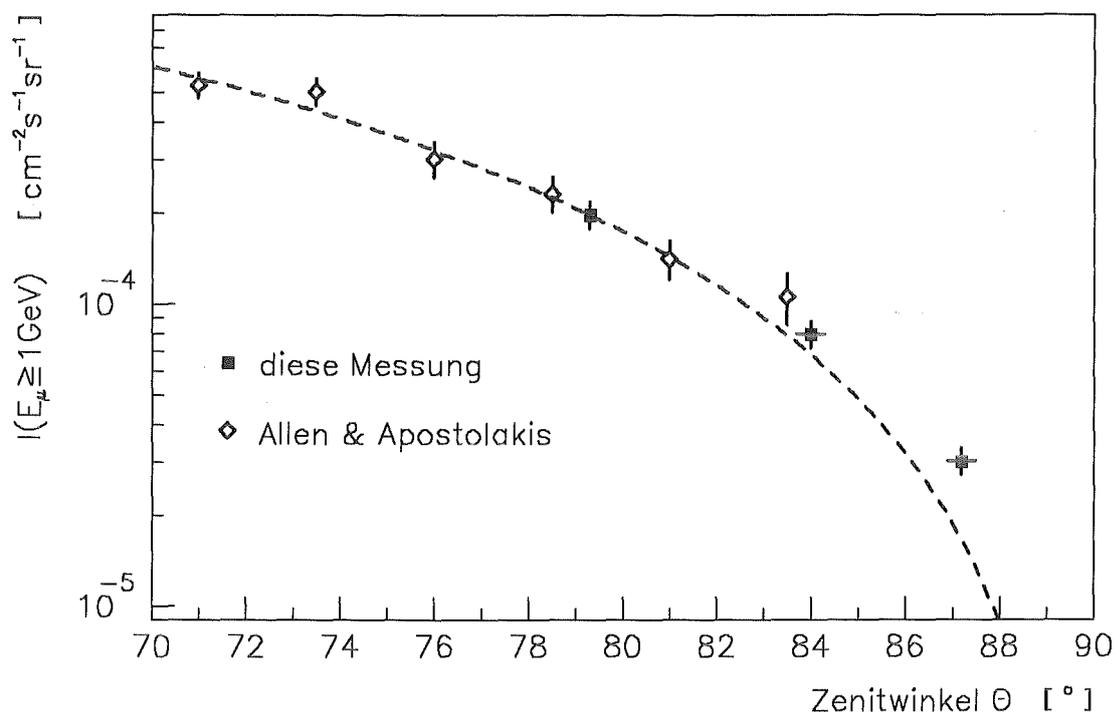


Abbildung 6.6: Integraler Myonfluß für Myonen oberhalb einer Energie von etwa 1 GeV in Abhängigkeit vom Zenitwinkel. Dargestellt sind die Werte dieser Messung im Vergleich zu denen von Allen und Apostolakis [ALL61].

Folglich ist die Summe der in den Winkelbereichen gefundenen Raten kleiner als die Myonrate, die man bei der Auswertung im gesamten Winkelbereich erhält. Damit die Summe gleich groß wird, muß sie um 5.8 % nach oben korrigiert werden. Es wurde angenommen, daß die Häufigkeit für das Ansprechen von mehr als einem Szintillator pro Triggerebene proportional zur Häufigkeit der Myonen im entsprechenden Winkelbereich ist. Deshalb wurden die Raten jeweils um 5.8 % nach oben korrigiert. Nimmt man an, daß sich der Fehler der Rate im Rahmen der Korrektur bewegt, so erhält man einen Fehler von etwa 6 %.

6.4 Die Energiedeposition in TMS

6.4.1 Gesamtes horizontales Myonspektrum

Die Verteilung der Energiedeposition in einer 1.5 cm dicken TMS-Lage des Ionisationsdetektors für horizontale Myonen zeigt Abbildung 6.7. Die gemessenen Werte sind mittels des rekonstruierten Azimut- und Zenitwinkels auf senkrechten Einschub in den Detektor normiert. Die simulierten Werte wurden ebenfalls für senkrechten Einschub berechnet. Die Simulationsrechnungen wurden für diskrete Myonenergien zwischen 1 und 100 GeV ausgeführt. Die sich ergebenden Histogramme wurden aufaddiert, wobei sie mit dem dif-

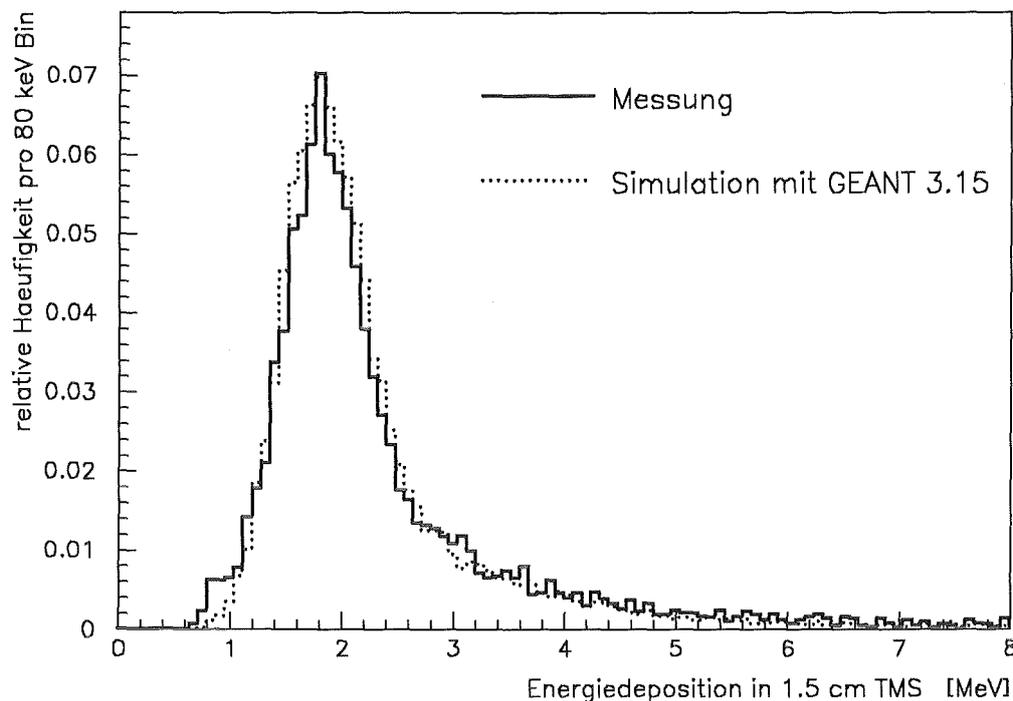


Abbildung 6.7: Gemessene Energiedeposition von horizontalen Myonen in einer TMS-Lage des Ionisationsdetektors.

ferentiellen Myonspektrum [ALL61] gewichtet wurden. Aufgrund des steilen Spektrums können Myonenergien oberhalb von 100 GeV bei dieser Betrachtung in guter Näherung vernachlässigt werden.

Bei der Simulation wurden die Kanalinhalt mit einem über alle Kanäle des Ionisationsdetektors gemittelten Rauschen in Form einer Normalverteilung gefaltet. Hierbei wurde ebenfalls die intrinsische Energieauflösung von 4% mit berücksichtigt, die einer Energiedeposition von etwa $0.04 \cdot 1.65 \text{ MeV} = 0.07 \text{ MeV}$ entspricht. Bei der dargestellten Meßperiode entsprach die mittlere ENC von 0.18 fC einer Energiedeposition von 0.268 MeV , die Lebensdauer betrug $\tau = 2.2 \mu\text{s}$.

Bei diesem Wert für τ beträgt der Fehler der Meßwerte infolge der Unsicherheit in der Lebensdauer etwa 1.5% . Daneben sind weitere Fehlerquellen zu berücksichtigen:

- Kalibration: 1.6%
- Korrektur des Übersprechens: $< 1 \%$
- Normierung auf senkrechten Einschuß: 1.2%

Aus diesen Werten schätzt man durch quadratische Addition einen gesamten Fehler von etwa 2.7% ab. Im Rahmen dieses Fehlers stimmt die Messung der Energiedeposition in einer Lage des Ionisationsdetektors sehr gut mit der Simulation überein.

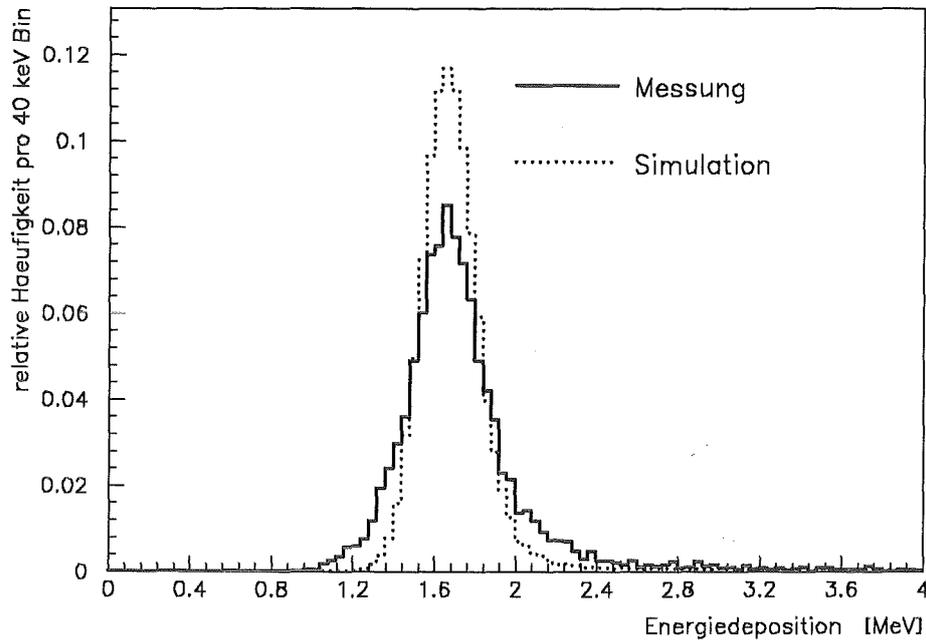


Abbildung 6.8: Gemessene Verteilung des zweiseitig gestutzten Mittelwertes der Energiedeposition pro Lage bei 16 TMS-Lagen.

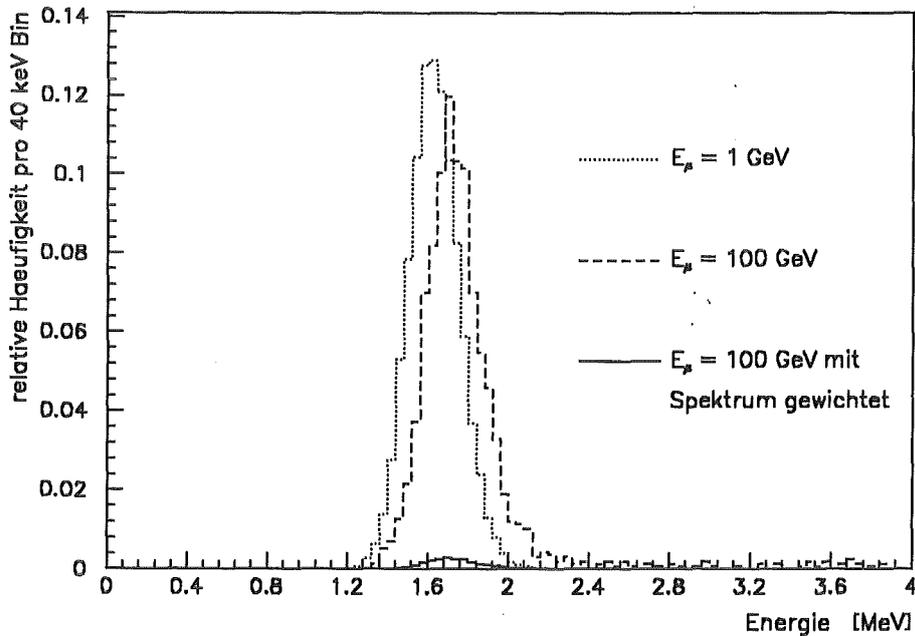


Abbildung 6.9: Simulierte Verteilungen des zweiseitig gestutzten Mittelwertes der Energiedeposition in 16-Lagen für 1 und 100 GeV. Ebenfalls eingezeichnet ist die mit dem Myonspektrum gewichtete Verteilung für 100 GeV.

Für einen gestutzten Mittelwert kann man somit ebenfalls eine Übereinstimmung erwarten. Für die Messung und die Simulation zeigt Abbildung 6.8 die Verteilung des in Kapitel 4.2 definierten zweiseitig gestutzten Mittelwertes bei optimaler Energietrennung. Die Lage des Maximums stimmt im Rahmen der Fehler überein. Die Anpassung einer Normalverteilung ergibt für die Messung einen Maximalwert von 1.674 MeV , für die Simulation 1.678 MeV . Die Breite der gemessenen Verteilung ist mit $\sigma = 0.21 \text{ MeV}$ signifikant größer als bei der Simulation, $\sigma = 0.13 \text{ MeV}$. Dieses Verhalten zeigt einen Nachteil der angegebenen statistischen Methoden auf. Relativ kleine Unsicherheiten in der Verteilung der Energiedeposition in einer Lage bewirken bereits verhältnismäßig große Unterschiede in der Verteilung des gestutzten Mittelwertes.

Bezüglich der Fragestellung, ob das einzelne Myon hochenergetisch war ($E_\mu \geq 100 \text{ GeV}$), kann mit der $\frac{dE}{dx}$ -Messung keine Aussage gemacht werden. Die Verteilungen des zweiseitig gestutzten Mittelwertes für hohe und niedrige Myonenergien überlappen sich in weiten Bereichen. Unter Berücksichtigung des steil abfallenden Energiespektrums der Myonen ist die Überdeckung sogar vollständig.

Abbildung 6.9 zeigt zwei simulierte Verteilungen für den zweiseitig gestutzten Mittelwert bei 1 und 100 GeV . Die mit dem Faktor $1/40$ gewichtete Verteilung für 100 GeV ist als durchgezogene Linie mit eingezeichnet.

6.4.2 Myonen oberhalb von 10 GeV

Oberhalb einer Myonenergie von 10 GeV sättigt der relativistische Anstieg. Um zu überprüfen, ob der Sättigungswert durch die Simulation richtig beschrieben wird, wurde die Myonenergie mittels der Blei-Kalorimeter approximativ festgelegt.

Der Bruchteil der in den Blei-Kalorimetern deponierten Energie, der in den aktiven TMS-Schichten insgesamt gemessen wird, beträgt gemäß Gettert [GET93] $(4.5 \pm 0.12)\%$ und ist unabhängig von der deponierten Energie. Beschränkt man sich bei der Auswertung nur auf Myonen, bei denen in den TMS-Schichten des Blei-Kalorimeters insgesamt mehr als 400 MeV deponiert wurden, so liegt die Myonenergie oberhalb 10 GeV . Aus der Simulation ergibt sich unter Berücksichtigung des Energiespektrums eine wahrscheinlichste Energie von etwa 20 GeV .

Bei dieser Auswertung wird eine modifizierte Spursuche verwendet. Ein Ereignis wird nur dann als Myon interpretiert, wenn eine Spur im Ionisationsdetektor und in den Blei-Kalorimetern gefunden wurde. Das Kriterium für eine Spur in den Blei-Kalorimetern ist, daß pro Kalorimeter mindestens 6 Kanäle, die längs einer der möglichen Trajektorien liegen, ein Signal oberhalb von 1 ENC aufweisen. In den Kalorimeterkanälen entspricht $1 \text{ ENC} \approx 0.55 \text{ fC}$.

Mit dieser modifizierten Spursuche können Luftschauerereignisse ausgeschlossen werden, die bei fast vertikalem Eintreffen auf die Detektoranordnung ebenfalls sehr große Energiedepositionen in den Kalorimetern bewirken können.

Abbildung 6.10 zeigt ein typisches Beispiel für ein höherenergetisches Myon. Die Spur liegt in der 4. Streifenreihe. Im Ionisationsdetektor macht das Myon nur Ionisationsverluste, in den Blei-Kalorimetern wird ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst. Aus der Form der Schauerkurve kann darauf geschlossen werden, daß das Myon die Anordnung von rechts

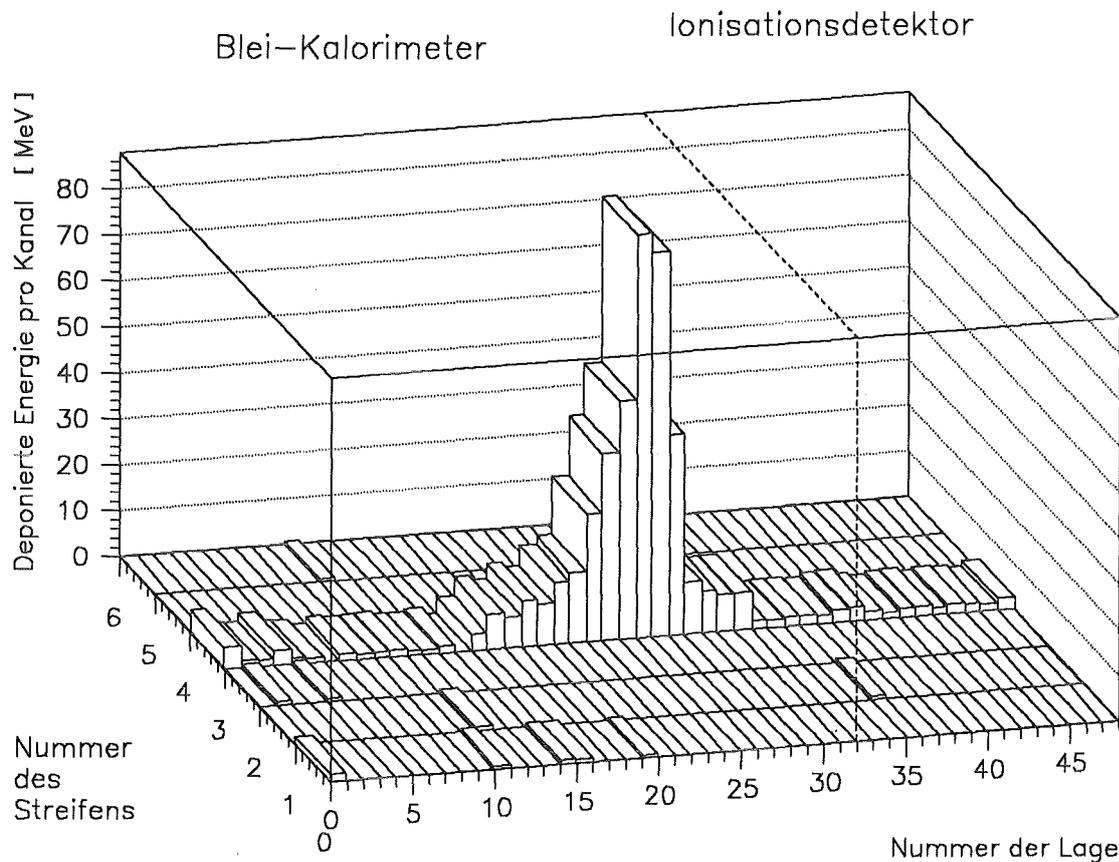


Abbildung 6.10: Ein Beispiel für eine Spur eines höherenergetischen Myons in der Detektoranordnung für horizontale Myonen.

nach links durchlaufen hat. Die in allen TMS-Schichten der Blei-Kalorimeter insgesamt deponierte Energie beträgt 461 MeV .

Bei der beschriebenen Auswertung wurden von den insgesamt 99000 gemessenen Myonen 311 höherenergetische gefunden. In Abbildung 6.11 ist die gemessene Verteilung der Energiedeposition für solche Myonen dargestellt. Um die geringe Statistik zu verbessern, wurden die Verteilungen der letzten 6 Lagen des Ionisationsdetektors (Lage Nr. 43-48) als ein Histogramm dargestellt. Es wurden nicht alle 16 Lagen verwendet, da Ausläufer von Schauern aus den Blei-Kalorimetern in den Ionisationsdetektor eintreten können und somit den Ionisationsverlust der Myonen verfälschen.

Zum Vergleich wurden die entsprechenden simulierten Verteilungen für 1 GeV beziehungsweise 20 GeV eingetragen. Da die Myonen bei diesen Simulationsrechnungen zuerst in die Blei-Kalorimeter eingeschossen wurden, hatten die 1 GeV Myonen im Ionisationsdetektor eine Energie von etwa 700 MeV und waren somit minimal ionisierend.

Der von der Simulation vorhergesagte Sättigungswert des relativistischen Anstiegs kann mit der Messung reproduziert werden. Der simulierte wahrscheinlichste Wert für 20 GeV Myonen beträgt 1.859 MeV , der gemessene Wert $1.88 \text{ MeV} \pm 0.05 \text{ MeV}$.

Wie bereits erwähnt, wird der wahrscheinlichste Wert durch das Rauschen bei gemessenen

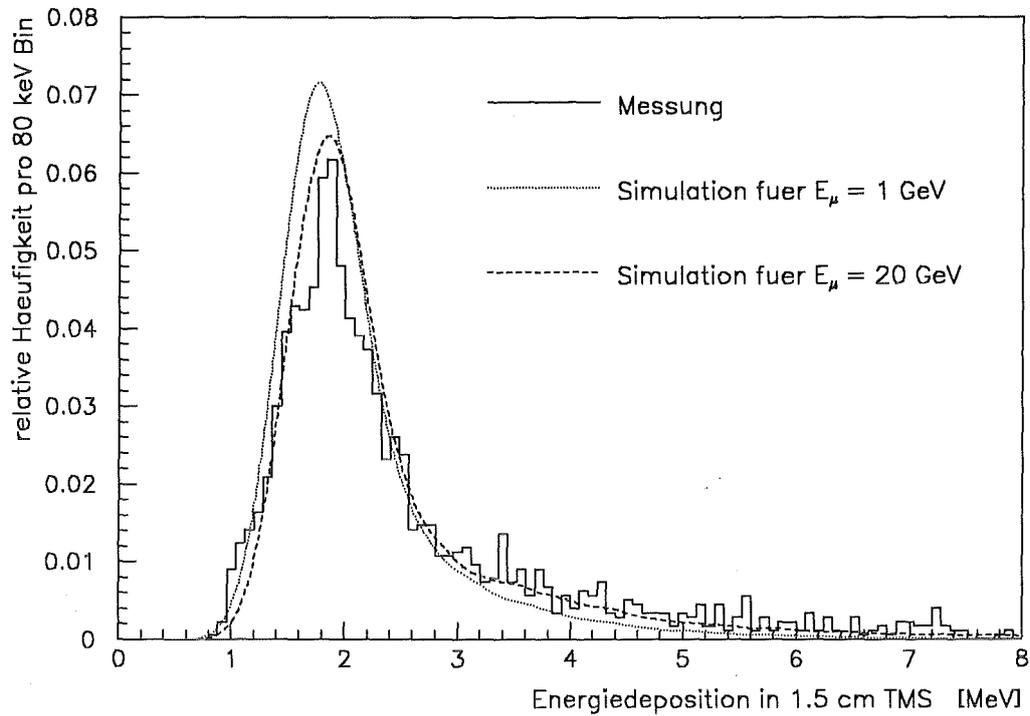


Abbildung 6.11: Gemessene Verteilung der Energiedeposition von Myonen oberhalb von 10 GeV. Ebenfalls eingezeichnet sind simulierte Verteilungen für 1 und 20 GeV.

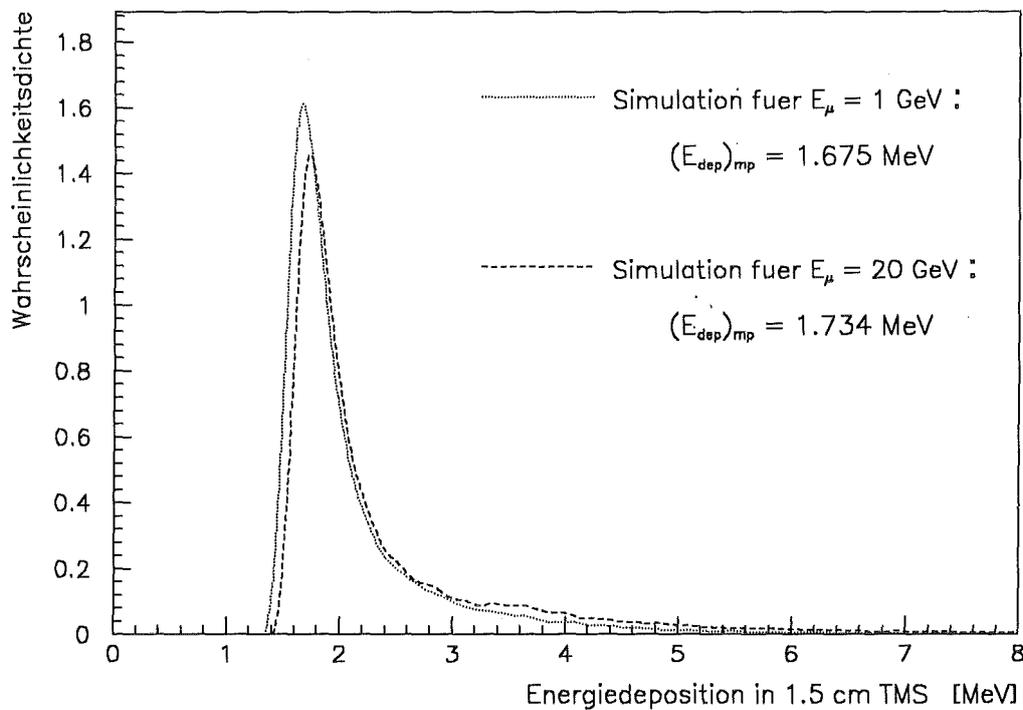


Abbildung 6.12: Simulierte Verteilungen der Energiedeposition ohne Berücksichtigung von elektronischem Rauschen.

und simulierten Verteilungen zu größeren Werten verschoben. Abbildung 6.12 zeigt die Verteilungen der gleichen Simulationsrechnungen wie oben für 1 und 20 GeV, jedoch ohne Berücksichtigung des Rauschens. Die wahrscheinlichsten Werte betragen 1.675 MeV für $E_\mu = 1$ GeV und 1.734 MeV für $E_\mu = 20$ GeV. Der mit Rauschen simulierte Wert für eine Myonenergie von 1 GeV beträgt 1.782 MeV. Somit sind die Werte etwa 7 % größer, wenn Rauschen berücksichtigt wird.

6.4.3 Minimal ionisierende Myonen

In einer Meßzeit von 638 h wurden im Meßaufbau für minimal ionisierende Myonen 26000 Ereignisse aufgezeichnet. Die Auswertung wurde mit einer wiederum modifizierten Spursuche durchgeführt.

Im Ionisationsdetektor und in dem sich anschließenden Blei-Kalorimeter wird gemäß oben aufgeführten Kriterien nach einer Myonspur gesucht. Zusätzlich werden nur Spuren akzeptiert, die in den Blei-Kalorimetern nicht in den äußeren Streifenreihen (Nr. 1 bzw. 6 in Abbildung 6.13) laufen.

Damit wird verhindert, daß Ereignisse als niederenergetische Myonen interpretiert werden, bei denen das Myon den kleinen Szintillator gar nicht trifft und auch an der Antizähler-Ebene vorbeifliegt. Bei solchen höherenergetischen Myonen treffen Ausläufer von im Blei ausgelösten Schauern den kleinen Szintillator und bewirken somit einen gültigen Trigger. Gemäß der Simulation kann ein Myon, das den Szintillator getroffen hat, nur noch an der Antizähler-Ebene vorbeifliegen, wenn es niederenergetisch ist und deshalb stark gestreut wird.

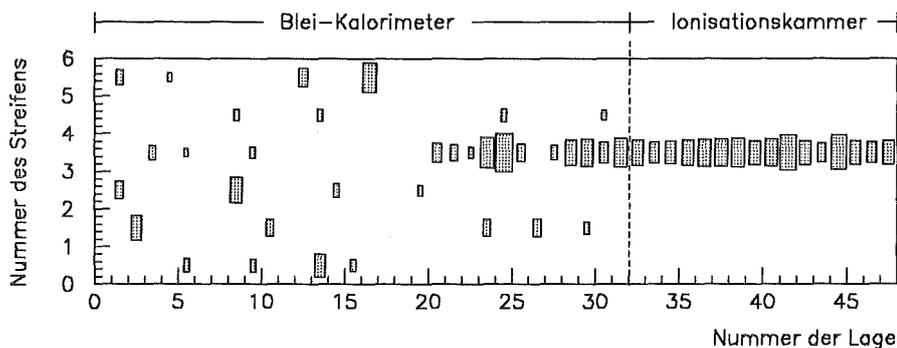


Abbildung 6.13: Spur eines niederenergetischen Myons. Dargestellt ist die in den Kanälen deponierte Energie mittels dazu proportionalen Rechtecken. Das größte Rechteck entspricht 2.5 MeV.

In Abbildung 6.13 ist die Spur bei einem Ereignis gezeigt, das als niederenergetisches Myon interpretiert wird. Ob das Myon im Detektor gestoppt oder herausgestreut wurde, kann nicht entschieden werden. Auf jeden Fall war es niederenergetisch, da ansonsten die Antizähler-Ebene getroffen worden wäre.

Mit dieser modifizierten Spursuche findet man 785 niederenergetische Myonen. Dies entspricht einer Rate von $30 d^{-1}$. Mittels Daten von Allen und Apostolakis [ALL61] und der

in Tabelle 5.1 aufgeführten Triggerwahrscheinlichkeiten schätzt man eine erwartete Rate von $40 d^{-1}$ ab. Aufgrund der strengen Spurbedingungen findet man nicht alle niederenergetischen Myonen.

In diesem Meßaufbau sind drei Zenitwinkelbereiche zu unterscheiden. Für die mit dem Spektrum gewichteten mittleren Zenitwinkel ergeben sich die Werte $\theta = 67.5^\circ$, 71.5° und 76.5° . Da die dazu korrespondierenden mittleren Einschufswinkel $\langle\alpha\rangle$ bereits relativ groß sind, sind die Fehler bei der Normierung auf senkrechtem Einschuf in den steileren Winkelbereichen mit $\langle\alpha\rangle = 18.5^\circ$ bzw. 22.5° nicht mehr hinreichend klein. Bei $\langle\alpha\rangle = 22.5^\circ$ beträgt der Fehler bei der Normierung bereits 3 %, so daß man einen Gesamtfehler von fast 4 % erwartet. Dieser Fehler ist bei dem kleinen relativistischen Anstieg zu groß.

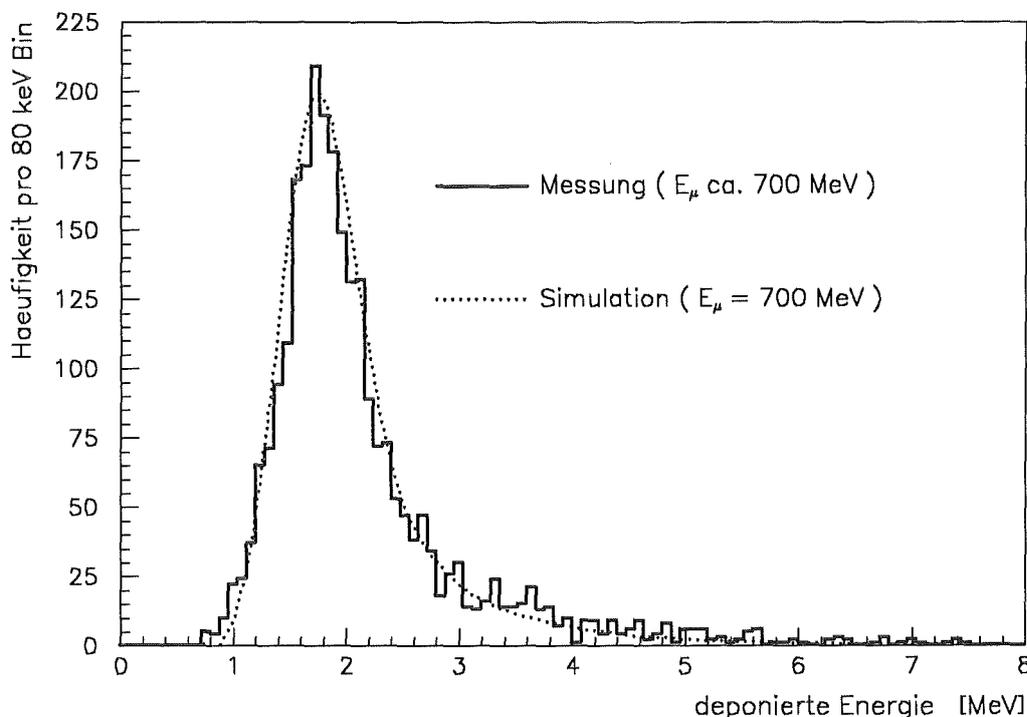


Abbildung 6.14: Gemessene Verteilung der Energiedeposition in 1.5 cm TMS von minimal ionisierenden Myonen. Die gepunktete Kurve ist die simulierte Verteilung.

Deshalb wird bei der Auswertung bezüglich der Energiedeposition nur der flache Winkelbereich mit $\langle\alpha\rangle = 13.5^\circ$ verwendet. Hierbei beträgt der Normierungsfehler 1.4 % und damit der Gesamtfehler 2.8%. Man findet in diesem Winkelbereich 174 niederenergetische Myonen. Um die kleine Statistik zu erhöhen, wurden die Werte der Energiedeposition aus allen 16 Lagen in einem Histogramm dargestellt.

Abbildung 6.14 zeigt die gemessene Verteilung im Vergleich mit der Simulation, bei der Myonen unter einem Winkel von 13.5° in den Meßaufbau eintraten. Dabei wurde ebenfalls mit $\cos(13.5^\circ)$ auf senkrechtem Einschuf normiert. Im Rahmen des Fehlers und der geringen Statistik stimmt die Simulation mit der Messung überein. Der gemessene Mittelwert beträgt 2.142 MeV, der simulierte Wert 2.118 MeV. Für den wahrscheinlichsten Wert der gemessenen Energiedeposition in 1.5 cm TMS erhält man mit einer Entfaltung

1.663 MeV. Die Entfaltung der Simulation liefert 1.665 MeV bei einem tatsächlichen Wert von 1.675 MeV.

Bei der Entfaltung wird das numerisch berechnete Faltungsintegral einer Landau-Funktion mit einer Normalverteilung an das Histogramm der gemessenen Energiedeposition angepaßt. Neben einer Normierung wird dabei ξ und Δ_{mp} für die Landau-Verteilung und σ für die Normalverteilung variiert. Die Parameter ξ und Δ_{mp} werden unkorreliert eingesetzt. Die Anpassung an die Messung ist in Abbildung 6.15 dargestellt.

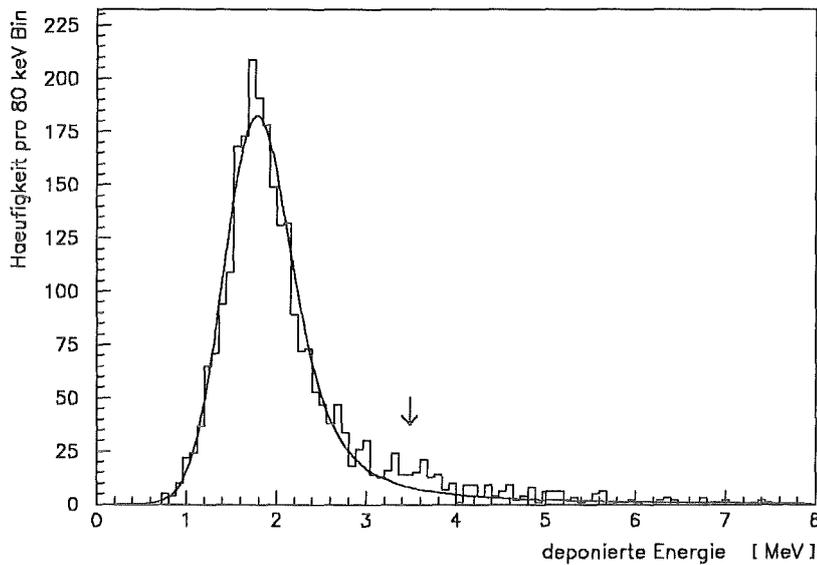


Abbildung 6.15: Anpassung der Faltung einer Landau-Verteilung mit einer Normalverteilung an die gemessene Verteilung. Das χ^2 pro Freiheitsgrad beträgt 1.8. Der eingezeichnete Pfeil zeigt auf den Unterschied zwischen Energiedeposition und Energieverlust, der durch die Landau-Verteilung beschrieben wird.

Die Verteilung der Energiedeposition kann bei dünnen Schichten nicht exakt durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden (vergleiche Kapitel 3.1.4.). Hinzu kommt, daß δ -Elektronen aus den Elektroden in das TMS herüberlaufen und somit die Verteilung zusätzlich modifizieren. Zum einen sind der wahrscheinlichste Wert und der Mittelwert etwas größer als die entsprechenden Werte, die man ohne Berücksichtigung der umgebenden Materialien für TMS berechnet. Außerdem unterscheidet sich auch die Form der Verteilungen etwas. Dies deutet der in Abbildung 6.15 eingezeichnete Pfeil an. Mittelgroße Energiedepositionen kommen häufiger vor als die entsprechenden Energieverluste.

Aus diesen Gründen kann die Anpassung einer „verrauschten“ Landau-Verteilung nicht bezüglich aller Parameter richtige Werte ergeben. Die Parameter $\xi = 0.1$ MeV und $\sigma = 0.30$ MeV sind etwa 10 % größer als die erwarteten Werte.

Die Verteilungen der Energiedeposition und des Energieverlustes unterscheiden sich nicht im wahrscheinlichsten Wert. Dieser kann deshalb relativ genau bestimmt werden, wenn man ξ und Δ_{mp} unkorreliert einsetzt. Simulationen ergeben, daß die Lage des wahrscheinlichsten Wertes mit dieser Entfaltung auf 1 % genau bestimmt werden kann.

6.4.4 Vergleich der Meßergebnisse

Die Entfaltung kann auch auf die Messung mit höherenergetischen Myonen angewendet werden. Diese gemessene Verteilung ist allerdings gegenüber der Verteilung bei minimal ionisierenden Myonen zusätzlich zu hohen Werten hin verbreitert, da ein Spektrum von Myonenergien oberhalb von 10 GeV beiträgt. Deshalb weichen die Werte für ξ und σ noch stärker von den erwarteten Werten ab. Jedoch kann auch hier der wahrscheinlichste Wert mit einer Genauigkeit von 1 % entfaltet werden.

Man erhält einen Sättigungswert der wahrscheinlichsten Energiedeposition von 1.744 MeV. Damit und mit dem minimalen Wert von 1.663 MeV ergibt sich ein gemessener relativistischer Anstieg von:

$$(4.9 \pm 3.3) \%$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem simulierten Wert von 3.5 %, jedoch innerhalb eines großen Fehlers.

	$(E_{dep})_{mp}$ [MeV]		$\langle E_{dep} \rangle_{700MeV}$ [MeV]	$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{700MeV}$ [$\frac{MeV}{cm}$]
	minimal	gesättigt		
Messung	1.663 ± 0.047	1.744 ± 0.047	2.142 ± 0.060	1.428 ± 0.040
Simulation	1.675	1.734	2.118	1.412
Theorie	1.559	1.605	1.866	1.244

Tabelle 6.2: Meßergebnisse für die Energiedeposition von Myonen durch Ionisation in 1.5 cm TMS. Ebenfalls eingetragen ist der mittlere Wert von $\frac{dE}{dx}$ für $E_\mu = 700$ MeV.

Tabelle 6.2 faßt die Meßergebnisse zusammen. Zum Vergleich wurden auch die Werte der Simulation für die Ionisationskammer eingetragen und die Werte, die in Kapitel 3 mit den theoretischen Formeln für TMS ohne umgebende Materialien berechnet wurden. Die gemessene *mittlere Energiedeposition* ist signifikant größer als die theoretisch berechnete. Es werden im Mittel etwa 14 % mehr Energie im TMS deponiert, was auf die bereits erwähnten δ -Elektronen aus dem Eisen zurückzuführen ist. Diese wirken sich auf die wahrscheinlichsten Werte nicht so stark aus. Der gemessene minimale Wert ist etwa 7 %, der Sättigungswert etwa 9 % größer.

Abbildung 6.16 vergleicht die gemessene Verteilung der Energiedeposition von allen Myonen des horizontalen Spektrums mit der von minimal ionisierenden Myonen. Die Entfaltung der Verteilung aller Myonen liefert einen wahrscheinlichsten Wert von 1.691 MeV. Damit unterscheiden sich die wahrscheinlichsten Energiedepositionen nur um 1.6 % und sind im Rahmen der Fehler gleich. Auch bezüglich ihrer Form sind die Verteilungen sehr ähnlich. Eine leichte Verbreiterung zu hohen Werten deutet sich bei der Verteilung aller Myonen an.

Folglich eignen sich Myonen der kosmischen Strahlung besonders gut, um TMS-Ionisationskammern zu kalibrieren, indem man für ihre wahrscheinlichste Energiedeposition

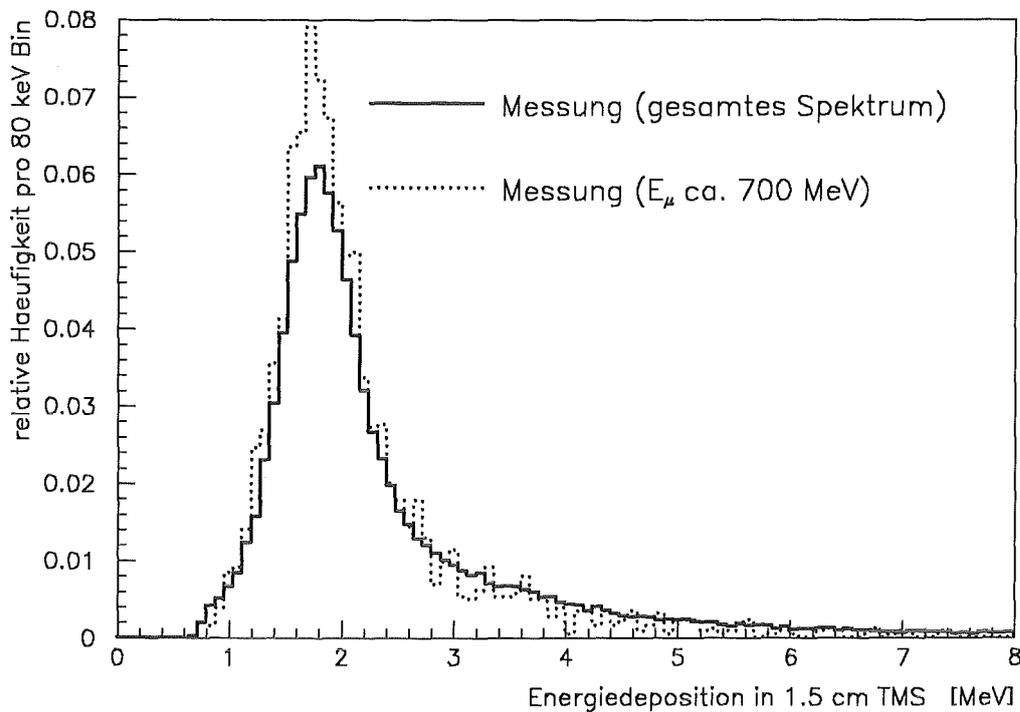


Abbildung 6.16: Vergleich der gemessenen Verteilungen der Energiedeposition für das gesamte horizontale Myonspektrum und für minimal ionisierende Myonen.

den Wert von minimal ionisierenden Myonen verwendet. Im Falle vertikaler Richtungen wird der Fehler dabei sogar geringer als bei horizontalen Myonen, da das Spektrum mit steigenden Myonenergien stärker abfällt.

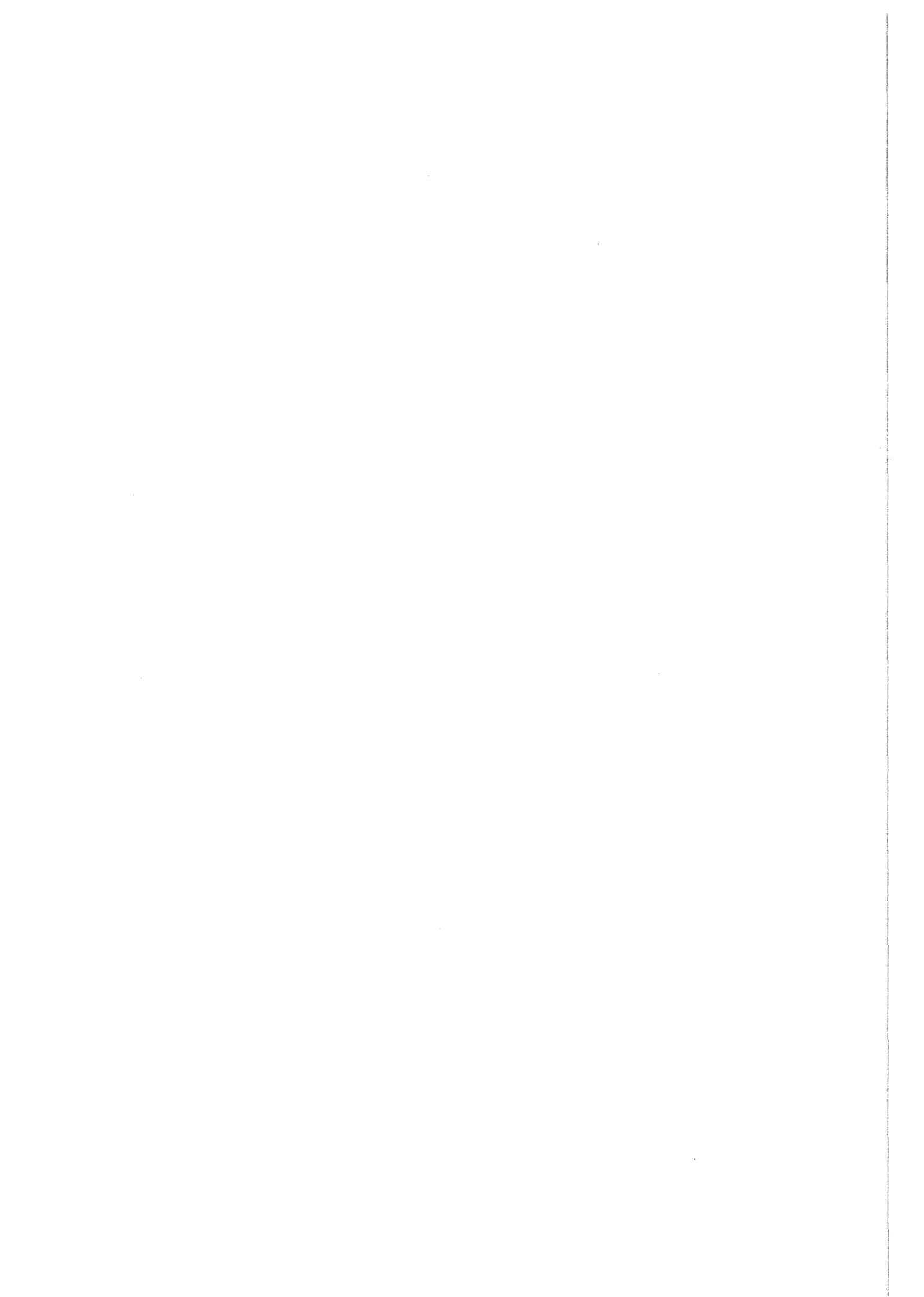
6.5 Zusammenfassung

Die Resultate der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen und Messungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Der mit über 100 Litern TMS gefüllte Ionisationsdetektor erwies sich als zuverlässig während des fast einjährigen Betriebes. Der Detektor ermöglicht eine vollständige Identifikation von Myonen. Dies zeigt sich in der guten Übereinstimmung der gemessenen Myonflüsse mit den Ergebnissen anderer Experimente.
- Die Messungen des Minimalwertes und des Sättigungswertes der Energiedeposition in TMS stimmen im Rahmen der Meßfehler mit den Detektorsimulationen des Programms GEANT 3.15 überein.
- Für eine Energiebestimmung der Myonen über eine $\frac{dE}{dx}$ -Messung beträgt der relativistische Anstieg 4 %. Damit kann auf Myonen unterhalb von 10 GeV diskriminiert werden, oberhalb 10 GeV sättigt der Anstieg.

In Bezug auf das KASCADE-Experiment lassen sich folgende Aussagen machen:

- Da die Simulationsrechnungen experimentell bestätigt wurden, kann man die Energiedeposition von Myonen in TMS auch für die Ionisationskammern des Zentralkalorimeters von KASCADE mit hinreichender Genauigkeit berechnen. Dies ermöglicht eine Eichung der Ladungsausbeute der Ionisationskammern mit Myonen der kosmischen Strahlung.
- Zusammen mit dem steil abfallenden Myonspektrum wirkt sich bei einer solchen Kalibration der kleine relativistische Anstieg des Ionisationsverlustes in TMS vorteilhaft aus. Die wahrscheinlichste Energiedeposition von minimal ionisierenden Myonen weicht nur um 1 % von dem Wert ab, der sich für das realistische Myonspektrum aus der kosmischen Strahlung ergibt.



Literaturverzeichnis

- [ALK75] O.C. Allkofer, "Introduction to Cosmic Radiation", Karl Thiemig, München (1975)
- [ALK84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, "Cosmic Rays on Earth", *Physics Data*. Fachinformationszentrum Karlsruhe, Nr. 25-1 (1984)
- [ALL61] J.E. Allen, A.J. Apostolakis, *Proc. R. Soc.* **A265**, 117 (1961)
- [APR91] E. Aprile, R. Mukherjee und M. Suzuki, *Nucl. Instr. & Meth.* **A302**, 177 (1991)
- [AUB92] B. Aubert et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A316**, 165 (1992)
- [BEL91] R. Bellotti et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A305**, 192 (1991)
- [BET30] H.A. Bethe, *Ann. Phys.* **5**, 325 (1930)
- [BOL91] J. Bolz, „Untersuchungen an Flüssigkeits- Ionisationskammern mit stark ionisierenden Teilchenstrahlen“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1991)
- [BRU92] R. Brun et al., *GEANT-CERN Program Library*, W 5013, Version 3.15 (1992)
- [CAP92] J.N. Capdevielle et al., "The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA", *KfK Bericht 4998* (1992)
- [CAS87] M. Castellano et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A256**, 38 (1987)
- [COB76] J.H. Cobb, W.W.M. Allison und J.N. Bunch, *Nucl. Instr. & Meth.* **133**, 315 (1976)
- [CRI70] A. Crispin, G.N. Fowler, *Rev. Mod. Phys.* **42**, 290 (1970)
- [CRO72] J.N. Crookes, B.C. Rastin, *Nucl. Phys.* **B39**, 493 (1972)
- [DEG92] B. Degrange et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A311**, 539 (1992)
- [DOL90] P. Doll et al., "The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE", *KfK Bericht 4686* (1990)
- [ENG84] J. Engler, H. Keim, *Nucl. Instr. & Meth.* **223**, 47 (1984)
- [ENG86] J. Engler, H. Keim und B. Wild, *Nucl. Instr. & Meth.* **252**, 29 (1986)

- [ENG92a] J. Engler et al., *Nucl. Instr. & Meth.* (im Druck)
- [ENG92b] J. Engler, private Mitteilung
- [FAN63] U. Fano, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13**, 1 (1963)
- [FER40] E. Fermi, *Phys. Rev.* **57**, 485 (1940)
- [GAB92] P. Gabriel, „Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $E_0 \approx 10^{15}$ eV“, *KfK-Bericht 5012* (1992)
- [GAI90] T.K. Gaisser, „*Cosmic Rays and Particle Physics*“, Cambridge University Press (1990)
- [GEE90] S. Geer, R.A. Holroyd und F. Ptohos, *Nucl. Instr. & Meth.* **A287**, 447 (1990)
- [GET88] M. Gettert, „Eine Gitterionisationskammer als Monitorsystem für die Reinheit von TMS“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1988)
- [GET93] M. Gettert, „Messung der Energie von horizontalen Myonen der kosmischen Strahlung“, *KfK-Bericht 5163* (1993)
- [GIB88] K.L. Giboni, *Nucl. Instr. & Meth.* **A269**, 554 (1988)
- [GIO90] G. Giorginis, *Nucl. Instr. & Meth.* **A294**, 563 (1990)
- [HES12] V.F. Hess, *Physikalische Zeitschrift* **13**, 1084 (1912)
- [HEU90] J. L'Heureux et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A295**, 246 (1990)
- [HIG78] S. Higashi et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **150**, 387 (1978)
- [HIL84] A.M. Hillas, *Ann. Revs. Astron. Astrophys.* **22**, 425 (1984)
- [HOL85] R.A. Holroyd, D.F. Anderson, *Nucl. Instr. & Meth.* **A236**, 294 (1985)
- [HOL91] R.A. Holroyd, S. Geer und F. Ptohos, *Phys. Rev.* **B43**, 9003 (1991)
- [HOL92] R.A. Holroyd, W.F. Schmidt, *Nucl. Instr. & Meth.* **A311**, 631 (1992)
- [HOR90] J. Horzel, „Aufbau eines Teststandes — einschließlich Triggersystem, Gasversorgungssystem und Elektronik — zur Untersuchung von Vieldraht-Proportionalkammern mit kosmischen Myonen“, *KfK Bericht 4815* (1990)
- [JON76] A.E. Jonas et al., *J. Electron. Spectrosc.* **1**, 29 (1976)
- [JUN85] H. Jungblut und W.F. Schmidt, *Nucl. Instr. & Meth.* **A241**, 616 (1985)
- [KEI81] H. Keim, J. Engler und G. Schmidt, unveröffentlichter Bericht, *Kernforschungszentrum Karlsruhe* (1981)
- [KNA92] J. Knapp, private Mitteilung

- [KRI92] W. Kriegleder, „Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt“, *KfK Bericht 5023* (1992)
- [LAN44] L.D. Landau, *J. Exp. Phys. (USSR)* **8**, 201 (1944)
- [LEH78] I. Lehraus et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **153**, 347 (1978)
- [LOP87] I. Lopes, H. Hilmert und W.F. Schmidt, *Radiat. Phys. Chem* **29**, 93 (1987)
- [MAC69] H.D. Maccabee, D.G. Papworth, *Phys. Lett.* **30A**, 241 (1969)
- [MIE92] H.H. Mielke, private Mitteilung
- [MIT83] K. Mitsui et al., *Nuovo Cimento* **73A**, 209 (1983)
- [MUL91] D. Müller et al., *Astrophys.J.* **349**, 356 (1991)
- [MUR79] Y. Muraki et al., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 974 (1979)
- [ONS38] L. Onsager, *Phys. Rev.* **54**, 554 (1938)
- [OSB73] J.L. Osborne, in „Cosmic Rays at Ground Level“, Ed. A.W. Wolfendale, The Institute of Physics, London (1973)
- [RAD88] V. Radeka, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38**, 217 (1988)
- [ROS52] B. Rossi, „High Energy Particles“, Prentice Hall (1952)
- [SCH92] W.F. Schmidt, „Charge Carrier Energetics and Dynamics in non-polar Liquids“ in Proceedings of International Conference on Liquid Radiation Detectors, Japan (1992)
- [SOK89] P. Sokolsky, „Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics“, Addison-Wesley Publishing Company (1989)
- [STE66] R.M. Sternheimer, *Phys. Rev.* **145**, 247 (1966)
- [STE84] R.M. Sternheimer, M.J. Berger und S.M. Seltzer, *At. Data and Nucl. Data Tables* **30**, 262 (1984)
- [THO88] J. Thomas, D.A. Imel und S. Biller, *Phys. Rev.* **A38**, 5793 (1988)
- [TRE91] R. Trezeciak, „Energiebestimmung von Myonen der Höhenstrahlung mit Burstzählern“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1991)
- [VOL92] G. Völker, „Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ -Komponente großer Luftschauer im UHE-Bereich“, *KfK Bericht 4983* (1992)