

KfK 5163
März 1993

Messung der Energie von horizontalen Myonen der kosmischen Strahlung

M. Gettert
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5163

**Messung der Energie
von horizontalen Myonen
der kosmischen Strahlung**

Michael Gettert

**von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation**

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

Es wird über ein Experiment berichtet, in dem die Energie von Myonen der kosmischen Strahlung im TeV-Bereich mit Hilfe von Elektron-Positron-Paaren bestimmt wird, die sie beim Durchgang durch Materie abstrahlen. Als Detektor wird ein Stapel von Bleikonvertern benutzt, zwischen denen Ionisationskammern zum Teilchennachweis positioniert sind. Die Ionisationskammern werden mit der Flüssigkeit Tetramethylsilan (TMS) betrieben. Die abgestrahlten Quanten führen in den Bleikonvertern zu elektromagnetischen Schauern, die anhand ihrer charakteristischen Entwicklung erkannt werden. Es wird das Energiespektrum horizontaler Myonen bestimmt und davon auf das Spektrum der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen 10^{12} eV und 10^{14} eV geschlossen.

Abstract

Measurement of the energy of horizontal cosmic ray muons

We report on an experiment in which the energy of cosmic ray muons is determined by measuring the electron-positron pairs, that they radiate off when passing through matter. The detector is a stack of lead converters interspersed with ionisation chambers for particle detection. The chambers use as active medium the liquid Tetramethylsilane (TMS). The radiated quanta initiate electromagnetic cascades in the lead and are recognized due to the characteristic shower development. The energy spectrum of horizontal muons is presented and from this the primary cosmic ray spectrum is deduced.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Motivation | 1 |
| 2 | Einleitung | 3 |
| 2.1 | Die kosmische Strahlung | 3 |
| 2.2 | Ausgedehnte Luftschauer | 7 |
| 2.2.1 | Die hadronische Kaskade | 7 |
| 2.2.2 | Myonen | 9 |
| 2.2.3 | Die elektromagnetische Kaskade | 13 |
| 2.2.4 | Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung | 15 |
| 2.3 | Das Experiment KASCADE | 17 |
| 3 | Energiemessung hochenergetischer Myonen | 22 |
| 3.1 | Magnetspektrometer | 22 |
| 3.2 | Übergangsstrahlungsdetektoren | 23 |
| 3.3 | Čerenkov-Strahlung | 25 |
| 3.4 | Ionisation | 26 |
| 3.5 | Die Messung von Bursts | 27 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4 | Radiative Prozesse | 29 |
| 4.1 | Der Knock-on-Prozeß | 30 |
| 4.2 | Bremsstrahlung | 31 |
| 4.3 | Direkte Paarerzeugung | 32 |
| 4.4 | Myon-Nukleon-Wechselwirkung | 33 |
| 4.5 | Vergleich der verschiedenen Prozesse | 34 |
| 4.5.1 | Der Energieverlust bei einzelnen Wechselwirkungen | 36 |
| 4.5.2 | Der Gesamtenergieverlust eines Myons durch die einzelnen Prozesse | 40 |
| 4.5.3 | Möglichkeiten zur Energiebestimmung | 42 |
| 5 | Das Detektorsystem | 49 |
| 5.1 | Das Bleikalorimeter | 50 |
| 5.2 | Die Energieeichung des Bleikalorimeters | 54 |
| 5.3 | Der Ionisationsdetektor | 55 |
| 5.4 | Das Monitorsystem zur Überwachung der Signalstabilität | 57 |
| 5.5 | Die Auslese-Elektronik | 60 |
| 5.6 | Trigger und Datennahme | 61 |
| 6 | Auswertung und Ergebnisse | 65 |
| 6.1 | Rekonstruktion von Einfallswinkel und Teilchenspuren | 65 |
| 6.2 | Akzeptanz und Fluß von durchgehenden Teilchen | 67 |
| 6.3 | Rekonstruktion und Trennung von Schauern | 70 |
| 6.4 | Die Bestimmung der Myonenergie | 73 |

| | | |
|-----|---|----|
| 6.5 | Die Akzeptanz für radiative Prozesse | 78 |
| 6.6 | Das Energiespektrum horizontaler Myonen | 80 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 85 |
| | Abbildungsverzeichnis | 89 |
| | Literaturverzeichnis | 92 |

Kapitel 1

Motivation

Obwohl seit ihrer Entdeckung schon mehr als 80 Jahre vergangen sind, wirft die kosmische Strahlung auch heute noch zahlreiche Fragen auf, die sich mit der chemischen Zusammensetzung, den Quellen sowie dem Energiespektrum befassen, das über 12 Dekaden zwischen 10^8 eV und 10^{20} eV bekannt ist. Von besonderem Interesse ist dabei die Zusammensetzung im Bereich zwischen $5 \cdot 10^{14}$ eV und 10^{16} eV, da Messungen in diesem Energiebereich eine Änderung im Verlauf des Energiespektrums zeigen, deren Ursprung bisher nicht verstanden ist.

Bei Energien unterhalb von 10^{14} eV können direkte Messungen der kosmischen Strahlung, die in den obersten Schichten oder außerhalb der Atmosphäre durchgeführt werden, einen Teil der Fragen beantworten. Für Messungen im Energiebereich oberhalb von 10^{14} eV sind aufgrund des geringen Teilchenflusses große Detektorflächen und lange Meßzeiten notwendig. Daher ist dieser Bereich nur mit großen, erdgebundenen Detektoranlagen zugänglich, in denen ausgedehnte Luftschauer gemessen werden. Diese entstehen aus der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre und bestehen aus Hadronen, Elektronen, Photonen und Myonen. Aus der Messung der Verteilungen dieser Sekundärteilchen lassen sich anhand von Modellen Rückschlüsse auf Energie und Art des primären Teilchens ziehen.

Eine solche Detektoranlage zum Nachweis von Luftschauern ist das Experiment KASCADE, das sich derzeit auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe im Aufbau befindet. Ziel dieses Experiments ist vor allem die Messung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in dem Energiebereich, in dem sich der Verlauf des Spektrums ändert. KASCADE beinhaltet neben einem Array von Szintillationszählern zur

Messung der Anzahl von Elektronen, Photonen und Myonen ein 4000 t schweres Eisen-Kalorimeter, mit dem die Anzahl und die Energie der im Zentrum eines Luftschauers vorkommenden Hadronen untersucht werden sollen. Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß diese Komponente einen wichtigen Beitrag bei der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung leistet.

In dieser Arbeit soll eine Möglichkeit untersucht werden, mit der im Rahmen des KASCADE-Projekts hochenergetische Myonen identifiziert werden können und ihre Energie bestimmt werden kann. Myonen mit einer Energie oberhalb 100 GeV entstehen bevorzugt in den ersten Wechselwirkungen und können, da sie selbst mit der Atmosphäre kaum wechselwirken, Informationen aus der Entstehungsphase eines Luftschauers liefern.

Zur Energiebestimmung können direkte Paarproduktion und Bremsstrahlung von hochenergetischen Myonen ausgenutzt werden. Um diese Möglichkeit zu untersuchen, wurde ein Sampling-Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial aufgebaut, in dem die Sekundärteilchen, die bei diesen Prozessen entstehen, nachgewiesen werden. Als aktive Komponente wurden Flüssigkeits-Ionisationskammern mit Tetramethylsilan verwendet. Ein weiterer Detektor, der zur Messung des Energieverlustes durch Ionisation ausgelegt ist und ein hohes Signal für minimalionisierende Teilchen aufweist, wurde verwendet, um durch eine deutlich erkennbare Myonspur eine ausreichende Untergrundunterdrückung zu erzielen.

Mit diesem Detektorsystem wurden Testmessungen mit horizontalen Myonen durchgeführt. Aus diesen Messungen wird das Energiespektrum von Myonen oberhalb von 300 GeV rekonstruiert und mit Ergebnissen von Messungen mit großen Magnetspektrometern verglichen.

Im nächsten Kapitel wird nach einer kurzen Einführung in offene Fragen aus dem Bereich der kosmischen Strahlung die Entwicklung von Luftschauern diskutiert und das KASCADE-Experiment vorgestellt. In Kapitel 3 werden verschiedene Methoden der Energiebestimmung erörtert, die sich für hochenergetische Myonen anbieten. Danach werden in Kapitel 4 die elektromagnetischen Wechselwirkungen von Myonen oberhalb von 100 GeV untersucht, bevor im fünften Kapitel das verwendete Detektorsystem vorgestellt wird. Kapitel 6 stellt die aus der Analyse gewonnenen Meßergebnisse vor. In den letzten beiden Kapiteln werden die Ergebnisse zusammengefaßt und als Ausblick wird ein realisierbares Detektorkonzept für den Einsatz bei KASCADE entworfen.

Kapitel 2

Einleitung

2.1 Die kosmische Strahlung

V. Hess entdeckte 1912 bei Ballonexperimenten in der Atmosphäre eine ionisierende Strahlung, deren Intensität mit der Höhe zunimmt [1], und folgerte, daß sie außerirdischen Ursprungs sein müßte. In der Folgezeit war diese kosmische Strahlung, die zu über 99 % aus vollständig ionisierten Atomkernen, vor allem p, α , aber auch mittelschweren Elementen der CNO-Gruppe sowie aus schweren Kernen der Fe-Gruppe besteht, die Hauptquelle für Entdeckungen in der Elementarteilchen-Physik.

Trotz des langen Forschungszeitraums von 80 Jahren sind auch bis heute noch nicht alle Fragen beantwortet, die sich im Zusammenhang mit der kosmischen Strahlung, insbesondere mit ihrem hochenergetischen Anteil, stellen, obgleich sowohl auf der Erde mit großen Detektoranlagen als auch in großer Höhe mit Hilfe von Ballonen und Satelliten viele Experimente durchgeführt wurden.

Ein großer Fragenkreis ergibt sich aus dem Energiespektrum der kosmischen Strahlung, das in Abbildung 2.1 bis zu den höchsten gemessenen Energien in doppeltlogarithmischer Auftragung dargestellt ist. Der gemessene Teilchenfluß ist in dieser Darstellung mit $E^{2.5}$ multipliziert, um die Feinstruktur des Spektrums zu verdeutlichen. Der Verlauf dieses Spektrums kann über einen weiten Bereich durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dI}{dE} \propto E^{-\gamma}$$

beschrieben werden. Für Energien unterhalb von 10^{15} eV weist der Exponent γ den Wert $\gamma = 2.7$ auf. Auffällig ist das Abknicken des Spektrums bei einer Energie von

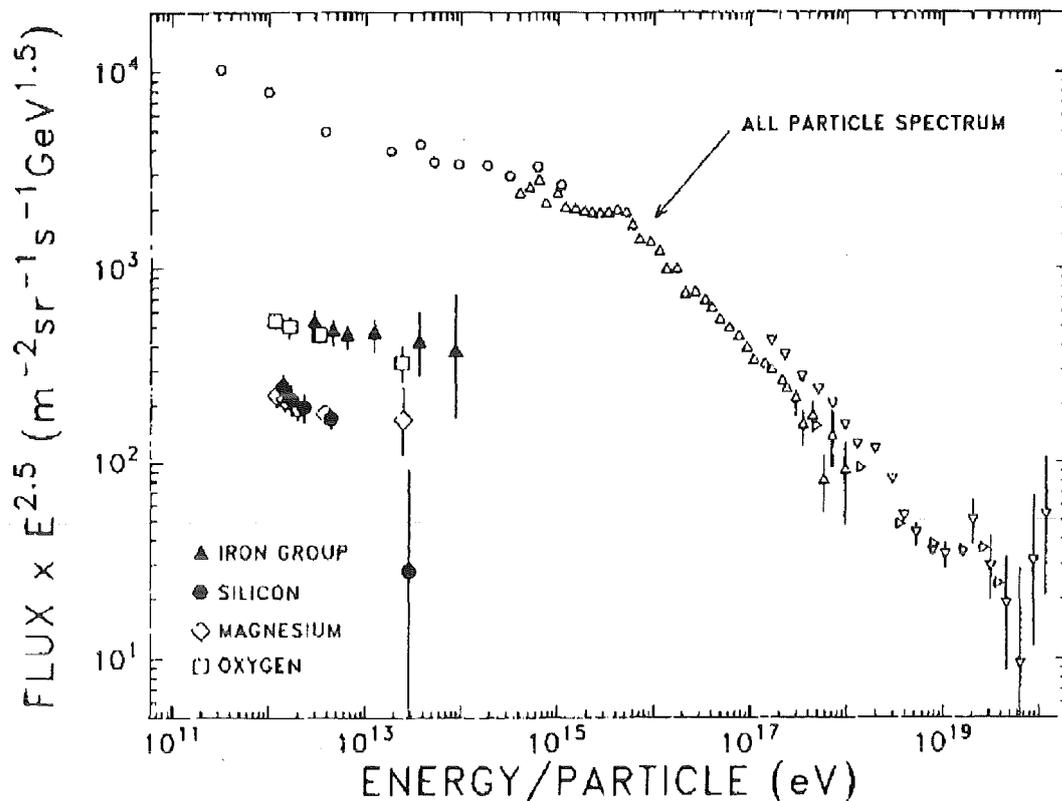


Abbildung 2.1: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung.

Der Fluß aller Teilchen sowie einiger häufig auftretender Elemente in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen nach Messungen von Müller et al. [2].

etwa $5 \cdot 10^{15}$ eV, das in der Literatur oft als „Knie“ bezeichnet wird. Oberhalb dieses Knicks genügt der Abfall wiederum einem Potenzgesetz. Allerdings beträgt der Exponent in diesem Bereich $\gamma \simeq 3.0$.

Noch unklar sind die Mechanismen, durch die Teilchen überhaupt auf Energien oberhalb von 10^{16} eV beschleunigt werden können. In den bekannten Modellen, die auf theoretische Betrachtungen von Fermi [3] zurückgehen, erfolgt die Beschleunigung als statistischer Prozeß bei der diffusen Bewegung von Teilchen durch turbulente Magnetfelder in galaktischen Plasmawolken und durch Schockwellen, die bei Supernova-Explosionen erzeugt werden. Diese Modelle können Energien bis zu etwa 100 TeV erklären und liefern eine Energieabhängigkeit in Form eines Potenzgesetzes. Um höhere Energien zu erreichen, werden Modelle zur direkten Beschleunigung von Teilchen in rotierenden Magnetfeldern herangezogen, wie sie in Neutronensternen und Pulsaren auftreten. Mit diesen Modellen lassen

sich Energien bis etwa 10^{16} eV erklären. Energien deutlich darüber sind durch diese Beschleunigungsmodelle nicht zu begründen. Welche Art von Beschleunigungsmechanismen für diese höchsten Energien in Frage kommt, hängt auch von der chemischen Zusammensetzung in diesem Energiebereich ab. Eine Zusammenfassung von Mechanismen, die nach verschiedenen Modellen zur Beschleunigung von Teilchen in der kosmischen Strahlung beitragen könnten, findet sich bei Hillas [4].

Die Änderung im Verlauf des Spektrums oberhalb von 10^{15} eV konnte bisher ebenfalls noch nicht ausreichend erklärt werden. Eine mögliche Ursache dafür ist eine Änderung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Bereich. Erklärungsversuche im Rahmen des Leaky-Box-Modells, das zur Beschreibung der Ausbreitung der Teilchen innerhalb der Galaxis verwendet wird, gehen von einer Abwanderung von Teilchen mit einer bestimmten magnetischen Steifigkeit $P = pc/Ze$ aus der Galaxis aus, wenn der Krümmungsradius ihrer Bahn im galaktischen Magnetfeld zu groß wird. Dieser Effekt wirkt sich aufgrund der Ladungsabhängigkeit bei Protonen stärker aus als bei schweren Kernen gleicher Energie. Daher sollte bei hohen Energien eine Verschiebung der relativen Häufigkeit der einzelnen Elemente auftreten.

Andere Modelle gehen davon aus, daß oberhalb von 10^{16} eV der Abwanderungsprozeß aus der Galaxis abgeschlossen ist. Nach diesen Modellen tragen oberhalb des „Knies“ vor allem Protonen aus extragalaktischen Quellen wie z. B. aktiven Zentren anderer Galaxien zum Teilchenfluß bei [5].

Inwieweit diese gegensätzlichen Modelle zur Erklärung der Form des Spektrums beitragen, läßt sich nur durch möglichst genaue Messungen der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung oberhalb von 10^{15} eV sagen.

Die chemische Zusammensetzung ist daher ein sehr wichtiger Aspekt in der Physik der kosmischen Strahlung. Bis zu einer Energie von etwa 10^{14} eV wird sie direkt durch Messungen der primären Teilchenstrahlung in den höchsten Schichten und oberhalb der Atmosphäre mit hochfliegenden Ballonexperimenten (z.B. JACEE) [6], von Satelliten (z.B. UHN) [6] oder dem Space Shuttle (CRN) [2] aus studiert.

Im Bereich niederer Energien bis zu einigen GeV ergeben diese Messungen eine gute Übereinstimmung der Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung mit dem Vorkommen im Sonnensystem, wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist. Dies läßt den Schluß zu, daß die Produktion dieser Kerne durch Nukleosynthese im Inneren von Sternen erfolgt. Abweichungen unterhalb des Kohlenstoffs sowie unterhalb des Eisens können durch Fragmentation der

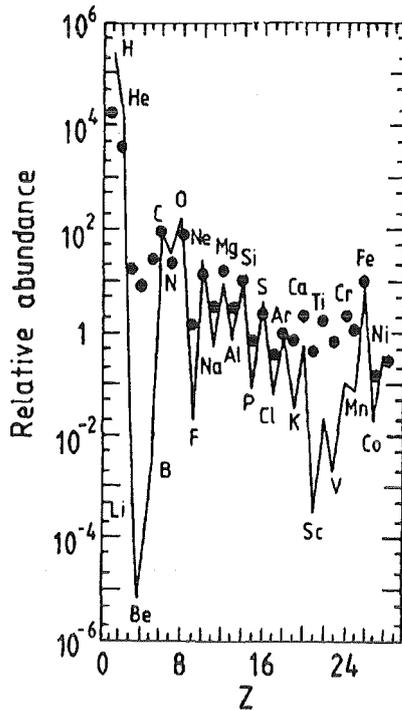


Abbildung 2.2: Die Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung (Kreise) und im Sonnensystem (Linie) in einem Energiebereich von 150 MeV bis 280 MeV pro Nukleon in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z und normiert auf das Vorkommen von Kohlenstoff.
(aus [5])

schwereren Kerne bei der Wechselwirkung mit interstellarer Materie erklärt werden.

Mit zunehmender Energie deutet sich eine Änderung dieser Zusammensetzung an. Messungen von Müller et al. [2] ergeben bei 10^{14} eV einen Anteil von etwa 10 % für Kerne aus der CNO-Gruppe. Dagegen steigt der relative Anteil von Eisenkernen in der primären kosmischen Strahlung von 5% bei 10^{12} eV auf 12 % bei 10^{14} eV an.

Für Energien im Bereich des „Knies“, also ab etwa 10^{15} eV, ist die direkte Messung der Zusammensetzung nicht mehr möglich, da aufgrund des steilen Energiespektrums der Teilchenfluß in diesem Energiebereich zu gering ist. Um durch direkte Messungen Aussagen über die chemische Zusammensetzung bei 10^{15} eV machen zu können, müßte ein Detektor wie CRN etwa ein Jahr auf einer Umlaufbahn oberhalb der Atmosphäre messen (siehe P. Swordy in [7]). Eine andere Möglichkeit wäre eine Detektoranlage auf einer Weltraumstation, wie sie z. B. von G. Smoot [7] vorgeschlagen wurde.

Allerdings sind diese Projekte in naher Zukunft nicht realisierbar. Daher ist man auf die indirekte Erforschung der primären kosmischen Strahlung durch die Messung von Luftschauern angewiesen, die sie in der Erdatmosphäre auslöst.

2.2 Ausgedehnte Luftschauer

Ausgedehnte Luftschauer (oftmals abgekürzt EAS für Extensive Air Shower) sind Teilchenkaskaden, die bei der Wechselwirkung hochenergetischer Kerne aus der primären kosmischen Strahlung mit Molekülen der Erdatmosphäre entstehen. Sie bestehen aus drei Komponenten:

- **Hadronen.** Sie treten im wesentlichen im Schauerzentrum in einem Radius von etwa 10 m um den Schauerkern auf und haben einen Anteil von ungefähr 1 % am Teilchengehalt eines Schauers.
- **Myonen.** Sie entstehen aus dem Zerfall geladener Pionen und Kaonen und tragen zu 5-10 % zu einem Schauer bei. Da sie nur einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkungen mit Materie haben, können sie aufgrund der durch die Zeitdilatation verlängerten Lebensdauer lange Strecken in der Atmosphäre zurücklegen und den Erdboden erreichen. Somit können hochenergetische Myonen, die in großer Höhe in der Atmosphäre entstehen, Informationen aus dem frühen Entwicklungsstadium eines Schauers liefern. Der Abstand von niederenergetischen Myonen von der Schauerachse kann mehrere hundert Meter betragen, wogegen Myonen oberhalb 100 GeV hauptsächlich in einem Radius von weniger als 50 m um die Schauerachse auftreten.
- **Elektronen und Photonen.** Sie stammen vorzugsweise aus dem Zerfall von ungeladenen Pionen und bestimmen durch Coulomb-Vielfachstreuung die Ausdehnung des Schauers. Ihr Anteil an der Teilchenzahl in einem Schauer beträgt etwa 90 %.

Da sich alle Teilchen in einer Kaskade praktisch mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, erscheint ein Luftschauer am Erdboden als flache, zu den Randzonen hin etwas konvex gekrümmte Scheibe, deren Dicke etwa 2-4 m beträgt. Die Bewegungsrichtung dieser Schauerfront entspricht der Einfallrichtung des primären Kerns.

Abbildung 2.3 verdeutlicht schematisch die Entwicklung eines Luftschauers, dessen Komponenten im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

2.2.1 Die hadronische Kaskade

Die erste Wechselwirkung eines Teilchens aus der kosmischen Strahlung mit einem Molekül der Erdatmosphäre findet in einer Höhe von 15 km - 25 km statt, je nach der mittleren

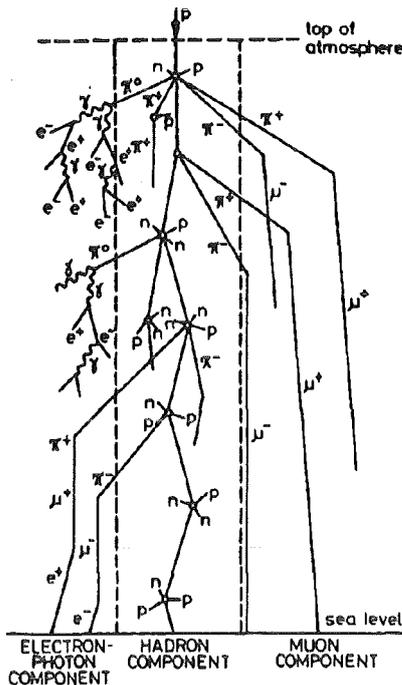


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Luftschauers.

Die Entwicklung einer Teilchenkaskade, ausgehend von einem primären Proton. (aus [8])

freien Weglänge des Projektils. Für Protonen liegt diese bei 70 g/cm^2 , während sie für Fe-Kerne nur etwa 15 g/cm^2 beträgt. In dieser Wechselwirkung, bei der ein Proton etwa 50 % seiner Energie auf den gestoßenen Targetkern überträgt, werden eine große Anzahl sekundärer Teilchen erzeugt. Neben Nucleonen sind dies vor allem π^+ , π^- , π^0 und Kaonen. Daneben können bei der Wechselwirkung sehr hochenergetischer Teilchen, also besonders im Anfangsstadium eines Luftschauers, nach einer Arbeit von Volkova et al. [9] auch Mesonen und Baryonen mit Charm-Anteil wie D und Λ_c erzeugt werden.

Die Emission der Sekundärteilchen erfolgt unter sehr kleinen Winkeln zur Schauerachse, da bei einer hadronischen Wechselwirkung fast energieunabhängig Transversalimpulse von nur etwa $400 \text{ MeV}/c$ auftreten. Bei hohen Energien ist dieser Wert sehr klein im Vergleich zum Gesamtimpuls der erzeugten Teilchen. Dies hat zur Folge, daß die Sekundärteilchen stark kollimiert sind und somit Hadronen in einem Luftschauer nahe der Schauerachse auftreten.

Die weitere Entwicklung des Schauers hängt von der Lebensdauer $\tau_L = \gamma \cdot \tau_0$ der instabilen Teilchen im Laborsystem ab, bei der aufgrund der hohen Energien Lorentzfaktoren $\gamma \approx 10^4 - 10^5$ zu berücksichtigen sind, und von der Zeitspanne zwischen zwei Wechselwirkungen, die in der unteren Atmosphäre in der Größenordnung von etwa 10^{-6} Sekunden liegt, in großen Höhen aufgrund der abnehmenden Dichte jedoch zunimmt.

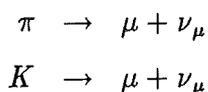
Ungeladene Pionen, die nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_0 \simeq 10^{-16}\text{s}$ in 2 Photonen zerfallen, tragen nicht zur hadronischen Kaskade bei, sondern führen Energie in die elektromagnetische Kaskade über.

Hochenergetische Nukleonen und geladene Pionen können dagegen weitere Wechselwirkungen in der Atmosphäre ausführen, bei denen erneut sekundäre Hadronen auftreten, und erzeugen somit eine hadronische Kaskade, die nach 6 - 7 Wechselwirkungen ihr Maximum erreicht [10].

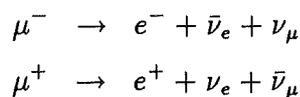
Aufgrund der kürzeren Wechselwirkungslänge findet die erste Wechselwirkung eines schweren Kerns im Mittel weiter oben in der Atmosphäre statt als die eines Protons. Dabei fragmentiert der Kern mit der Massenzahl A zumeist in einzelne Nukleonen, deren Energie um einen Faktor A kleiner ist. Da die Zahl der Sekundärteilchen nur logarithmisch mit der Energie ansteigt, erhält man im Mittel mehr Sekundärteilchen mit kleinerer Energie von einem wechselwirkenden Kern als von einem primären Nukleon gleicher Gesamtenergie. Die größere Höhe der ersten Wechselwirkung und diese Fragmentation bewirken, daß das Maximum der Schauerentwicklung in einem Hadronschauer, der von einem primären Kern ausgeht, früher erreicht wird als in einem Schauer, der von einem Proton induziert wird. Wegen der geringeren Dichte der Atmosphäre in größeren Höhen zerfällt ein größerer Teil der entstandenen Mesonen anstatt zu wechselwirken.

2.2.2 Myonen

Als weitere Teilchensorte treten in einem Luftschauer Myonen auf, die überwiegend aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen



stammen. Da diese Teilchen aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts für andere Reaktionen im allgemeinen nur Energieverluste durch Ionisation erleiden, können sie große Strecken in der Atmosphäre zurücklegen, bevor sie gemäß



zerfallen.

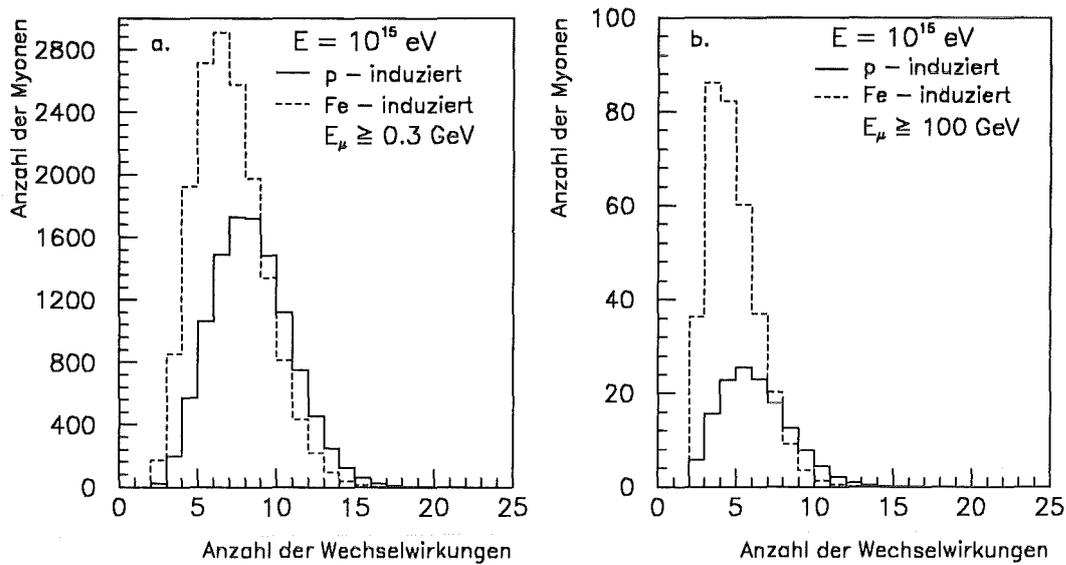


Abbildung 2.4: Die Verteilung der Zahl hadronischer Wechselwirkungen, denen die Elternteilchen eines Myons unterliegen bei einer Energie von 10^{15} eV. (nach [10])

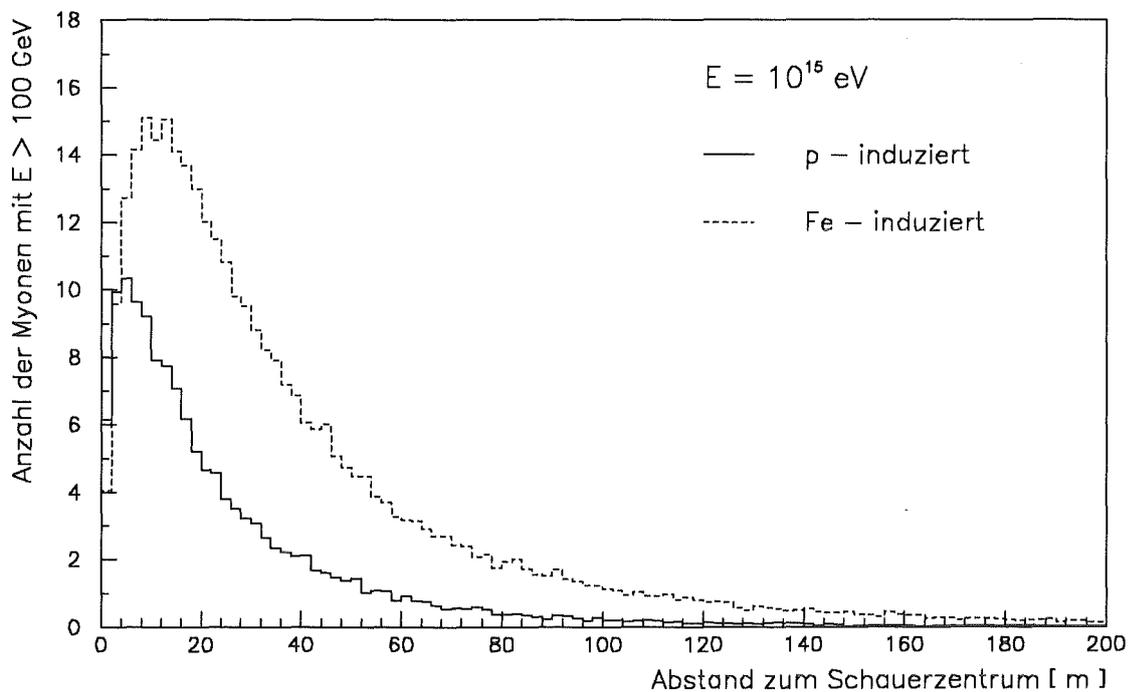


Abbildung 2.5: Der Abstand hochenergetischer Myonen von der Schauerachse. Simulationsrechnungen mit CORSIKA 3.04 für verschiedene Primärteilchen bei gleicher Gesamtenergie. (nach [10])

Abbildung 2.4 a zeigt für Myonen mit einer Energie $E \geq 0.3 \text{ GeV}$ die Verteilung der Anzahl der hadronischen Wechselwirkungen, die die Elternteilchen in einem Luftschauer erlitten haben. Danach entstehen Myonen in einem p-induzierten Schauer am häufigsten nach 8 Wechselwirkungen, in einem Fe-induzierten Schauer nach 6 Wechselwirkungen, also etwa im Bereich des Schauermaximums. Dies ist verständlich, da hier die Zahl der Pionen am höchsten ist. Außerdem ergibt sich aufgrund der in großen Höhen geringeren Atmosphärendichte eine höhere Zerfallswahrscheinlichkeit für Pionen. Dagegen entstehen Myonen mit einer Energie $E \geq 100 \text{ GeV}$, wie Abbildung 2.4b zeigt, bevorzugt in den ersten Wechselwirkungen eines Luftschauers oberhalb des Schauermaximums. In Proton-induzierten Schauern werden sie im Mittel in der fünften, in eisen-induzierten Schauern in der dritten Wechselwirkung erzeugt. Außerdem ersieht man aus dieser Abbildung, daß gerade in eiseninduzierten Schauern etwa 10 % der Myonen in der zweiten Wechselwirkung entstehen, also aus Pionen, die direkt vom primären Kern gebildet wurden.

Aufgrund der erwähnten kleinen Transversalimpulse bei hadronischen Wechselwirkungen treten hochenergetische Myonen bevorzugt im Kern eines Luftschauers in der Nähe der Schauerachse auf, wie dies in Abbildung 2.5 für p- und Fe-induzierte Schauer zu sehen ist.

Eine weitere Quelle für hochenergetische Myonen ($E \gg 10 \text{ TeV}$) ist der semileptonische Zerfall

$$D \rightarrow K + \mu + \nu$$

$$\Lambda_c \rightarrow \Lambda_0 + \mu + \nu$$

von Mesonen und Baryonen mit Charm-Anteil. Da diese Teilchen nur eine Lebensdauer von $10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$ haben, bevor sie zerfallen, werden Myonen aus diesen Zerfällen auch als prompte Myonen bezeichnet. Wegen der größeren Masse der c-Quarks können die Myonen aus diesen Zerfällen größere Transversalimpulse haben, also weiter entfernt vom Schauerkern liegen.

Horizontale Myonen

Horizontale Myonen entstehen in Luftschauern, die sich annähernd tangential zur Erdoberfläche in der Atmosphäre ausbreiten. Aufgrund des kleinen Dichtegradienten wächst die durchlaufene Materie im Vergleich zur Flugstrecke sehr viel langsamer an als bei vertikaler Ausbreitungsrichtung. Dies hat zur Folge, daß trotz der durch die Zeitdilatation stark verlängerten Lebensdauer auch bei hochenergetischen Pionen und Kaonen die

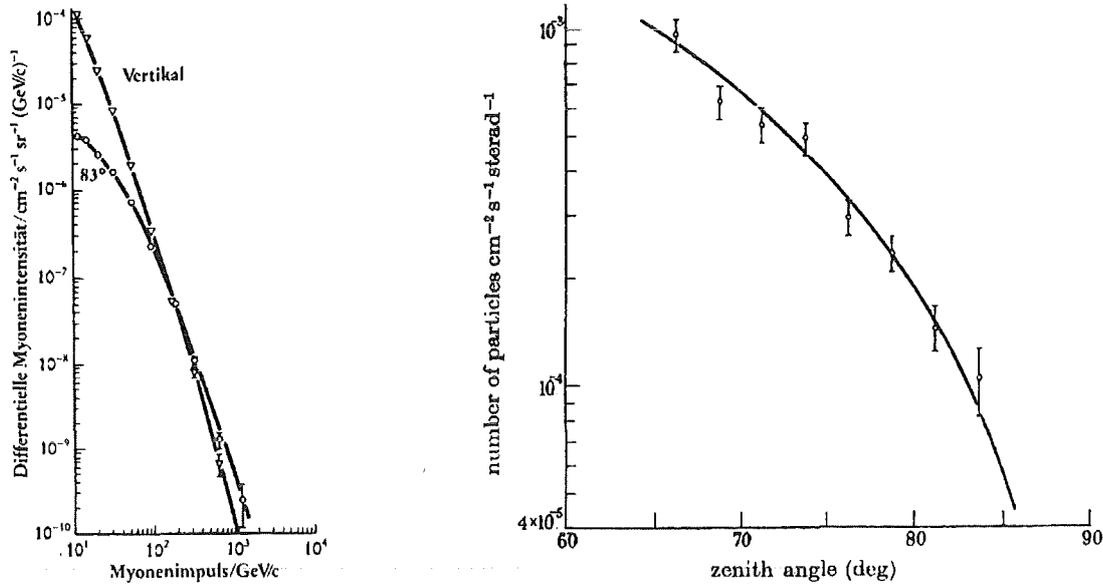


Abbildung 2.6: Der Vergleich der Myonintensitäten bei horizontalem und vertikalem Einfall und die Winkelabhängigkeit des Myonflusses.
(aus [11] [12])

Zerfallswahrscheinlichkeit sehr viel größer ist als die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen mit der Lufthülle. Somit entsteht eine größere Zahl hochenergetischer Myonen als in Luftschauern, die sich vertikal in der Atmosphäre ausbreiten.

Gleichzeitig nimmt der Anteil an niederenergetischen Myonen stark ab. Hauptursache hierfür ist die Absorption dieser Myonen in der Atmosphäre, da deren Dicke von $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ bei senkrechtem Einfall auf $40000 \text{ g}/\text{cm}^2$ bei Zenitwinkeln von $85^\circ - 90^\circ$ [14] ansteigt. Aufgrund dieser großen Gesamtdicke werden auch die hadronische und die elektromagnetische Kaskade vollständig absorbiert.

Einen Vergleich von Impulsspektren horizontaler und vertikaler Myonen zeigt die linke Grafik in Abbildung 2.6. Oberhalb von 200 GeV ist die Intensität bei großen Zenitwinkeln größer als für vertikal einfallende Myonen. Bei einer Energie von 1 TeV unterscheiden sich die Intensitäten bereits um nahezu eine halbe Größenordnung. Desweiteren verdeutlicht das Bild den steilen Abfall des Energiespektrums horizontaler Myonen. Wie das Spektrum der primären Strahlung läßt sich auch dieses Spektrum durch ein Potenzgesetz beschreiben, dessen Exponent γ bei verschiedenen Energien jedoch unterschiedliche Werte annimmt. Während bei 100 GeV für horizontale Myonen ein Abfall des Spektrums mit $\gamma = 2.5$ beobachtet wird, beträgt der Wert für γ nach Matsuno et al. [13] bei 1 TeV bereits $\gamma = 2.74$.

Die Abhängigkeit der integralen Myonintensität vom Zenitwinkel wird im Winkelbereich zwischen 0° und 75° durch

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^n(\theta)$$

beschrieben, wobei der Exponent n vom Impuls der Myonen abhängt. Allkofer und Grieder [8] geben für n einen mittleren Wert von 1.85 an.

Diese Funktion gibt auch die Abnahme der Intensität bis zu Winkeln von 80° wieder. In der rechten Graphik in Abbildung 2.6 werden Messungen von Allen und Apostolakis [12], die den Myonfluß bei Zenitwinkeln zwischen 65° und 85° oberhalb einer Energieschwelle von 1 GeV bestimmt haben, mit dieser Funktion verglichen.

Dagegen läßt sich die Verteilung für hochenergetische Myonen im TeV-Bereich nach Adair und Kasha [15] darstellen durch:

$$I(\theta) = \frac{I_0}{\cos \theta} \quad E_\mu > 1\text{TeV}$$

Für Zenitwinkel oberhalb von 85° ergibt sich damit eine Myonintensität, die mehr als zehnmals so groß ist wie die senkrecht einfallender Myonen. Daher sind horizontale Myonen gut geeignet, um die Wechselwirkung hochenergetischer Myonen mit Materie zu untersuchen.

2.2.3 Die elektromagnetische Kaskade

Etwa ein Drittel der Teilchen, die bei einer hadronischen Wechselwirkung in einem Luftschauer erzeugt werden, sind ungeladene Pionen. Diese zerfallen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer direkt in 2 γ -Quanten

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$$

und stehen somit am Anfang einer elektromagnetischen Kaskade, die sich durch die abwechselnde Folge von Paarbildung

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$$

und Bremsstrahlung

$$e^\pm \longrightarrow e^\pm + \gamma$$

entwickelt. Sowohl diese Prozesse als auch die Wechselwirkungen bei niederen Energien wie Ionisation und Compton-Effekt werden durch die Quantenelektrodynamik theoretisch gut beschrieben.

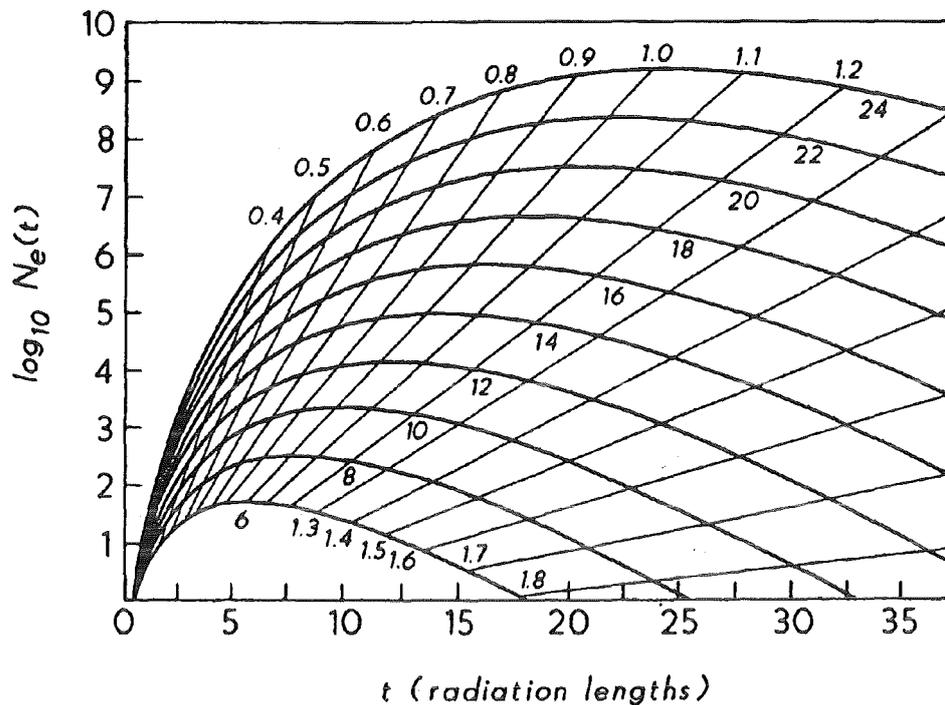


Abbildung 2.7: Die longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Schauer.

Aufgetragen ist die Anzahl der Elektronen in einem Schauer als Funktion der Eindringtiefe t . Die schräg verlaufenden Linien kennzeichnen gleiches Schaueralter, die Zahlen innerhalb der Kurven geben die Energie des primären Teilchens als $\ln(\frac{E_0}{E_c})$ an. (aus [6])

Da sich bei jeder Wechselwirkung die Zahl der Teilchen verdoppelt, die Energie pro Teilchen jedoch im Mittel halbiert, wächst der Schauer schnell an, bis die Energie der einzelnen Teilchen die kritische Energie E_c unterschreitet, die für Elektronen in Luft 84 MeV beträgt. Unterhalb dieser Energie überwiegt der Energieverlust durch Ionisation und Comptonstreuung und der Schauer stirbt langsam aus, da keine Teilchenvervielfachung mehr stattfindet.

Abbildung 2.7 zeigt die longitudinale Entwicklung für Schauer verschiedener Energie, die durch eine analytische Näherung beschrieben werden kann. In diese Näherung geht neben der Energie des Teilchens und der Eindringtiefe des Schauers ein Parameter s ein, der als „Schaueralter“ bezeichnet wird und ein Maß dafür darstellt, wie weit die Schauerentwicklung fortgeschritten ist. Für $s < 1$ ist der Schauer noch im Wachsen begriffen, während $s = 1$ das Schauermaximum kennzeichnet und $s > 1$ bedeutet, daß

die Zahl der Teilchen im Schauer abnimmt.

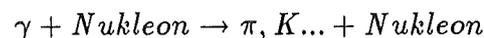
Die laterale Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers erfolgt im wesentlichen durch Coulombstreuung. Sie kann durch eine analytisch hergeleitete Funktion der Teilchenzahl und des Parameters s beschrieben werden, die von Nishimura, Kamata und Greisen entwickelt wurde und allgemein als NKG-Formel bezeichnet wird.

Obwohl ursprünglich für rein elektromagnetische Schauer abgeleitet, beschreibt die NKG-Formel auch die Teilchendichte in Luftschauern hadronischen Ursprungs sehr gut.

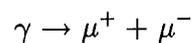
2.2.4 Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung

Grundlegend für die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung aus der Messung von Luftschauern ist die Überlegung, daß sich Luftschauer, die von verschiedenen Primärteilchen stammen, sowohl in ihrem Teilchengehalt als auch in ihrer Entwicklung unterscheiden.

Als Beispiel sei hier der unterschiedliche Gehalt an Hadronen und Myonen in p - und γ -induzierten Luftschauern dargestellt. Da Photonen nur elektromagnetisch wechselwirken, können Hadronen in einem solchen Schauer nur aufgrund der Photoproduktionsreaktion



entstehen, deren Wirkungsquerschnitt etwa um einen Faktor 1000 kleiner ist als der für Paarproduktion [16]. Der Myonanteil eines solchen Schauers stammt wie bei Schauern hadronischen Ursprungs überwiegend aus dem Zerfall geladener Pionen, da die Paarproduktion von Myonen



um den Faktor $(\frac{m_e}{m_\mu})^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$ seltener ist als die von Elektronen und Positronen. Aufgrund der starken Unterdrückung beider Prozesse enthält ein p -induzierter Luftschauer etwa 20 mal mehr Hadronen und Myonen als ein Schauer gleicher Energie, der von einem Photon ausgeht. Rechnungen von Châtelet et al. [16] zeigen, daß aufgrund des Hadron- und Myongehaltes eine Trennung von p - und γ -induzierten Schauern gleicher Größe (= Teilchenzahl) möglich sein sollte.

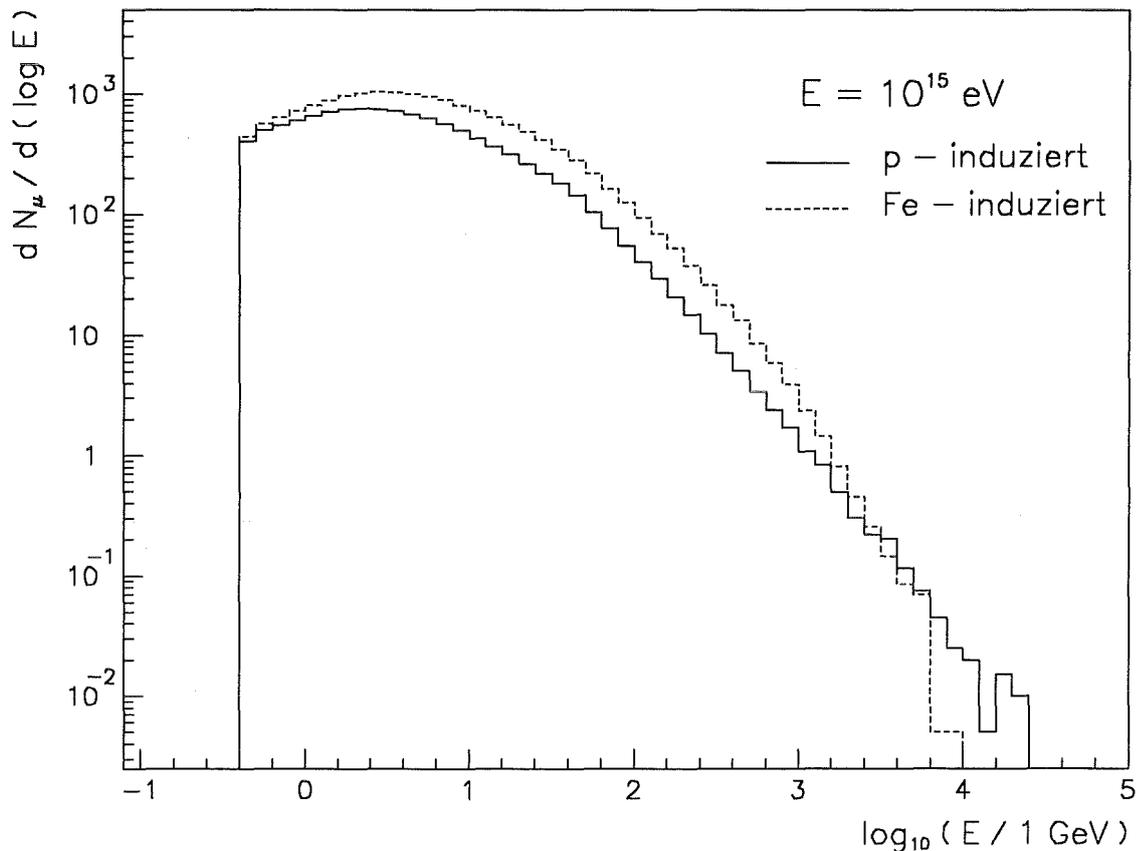


Abbildung 2.8: Das Energiespektrum von Myonen in p- und Fe-induzierten Schauern. *Simulationsrechnungen mit CORSIKA 3.04* (nach [10]).

Um sich die Unterschiede von p- zu Fe-induzierten Schauern zu verdeutlichen, kann man den Kern nach dem Superpositionsmodell als Überlagerung von 56 einzelnen Nukleonen betrachten, von denen jedes die Energie $E_0/56$ besitzt.

Da die Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen in einer Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nur logarithmisch von der Energie des Mutterteilchens abhängt [6]

$$N(E) \propto \ln E \quad ,$$

erzeugt ein Proton der Energie E also etwa $n \approx C \cdot \ln E$ Teilchen, wogegen ein Fe-Kern etwa $n \approx C \cdot 56 \cdot \ln \frac{E}{56}$ Sekundärteilchen produziert. Somit ist die Anzahl der Hadronen in einem Schauer, der von einem Eisenkern ausgelöst wird, größer als in einem Luftschauer, der von einem Proton gleicher Energie stammt. Die größere Zahl von Pionen führt zu einer größeren Zahl von Myonen, wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Auch die Anzahl der

hochenergetischen Myonen ist, wie in den Abbildungen 2.4 b und 2.5 gezeigt wird, in einem eiseninduzierten Luftschauer größer, da, wie bereits erwähnt, die erste Wechselwirkung in höheren Luftschichten stattfindet, wodurch auch hochenergetische Pionen eine höhere Zerfallswahrscheinlichkeit besitzen.

Abbildung 2.8 belegt diese Überlegungen anhand des Energiespektrums von Myonen aus p- und Fe-induzierten Schauern einer Energie von 10^{15} eV, wie es sich nach P. Gabriel [10] aus Simulationsrechnungen mit dem Monte Carlo Programm CORSIKA 3.04 [17] ergibt. Im Energiebereich zwischen 100 GeV und 1 TeV treten in Fe-induzierten Luftschauern etwa doppelt so viele Myonen auf wie in Schauern, die durch ein primäres Proton ausgelöst werden. In einem Radius von 20 m um den Schauerkernel findet man nach diesen Rechnungen etwa 130 Myonen oberhalb 100 GeV in einem Schauer, der von einem Eisenkern stammt, während in einem protoninduzierten Schauer etwa 80 Myonen vorkommen. Der starke Abfall, der im Spektrum der Myonen aus Fe-Schauern oberhalb von 5 TeV zu beobachten ist, beruht auf der Tatsache, daß bei einer Energie von 10^{15} eV jedes Nukleon des Fe-Kerns eine Energie von etwa 20 TeV besitzt, weshalb Myonenergien im Bereich von 10 TeV sehr unwahrscheinlich sind.

2.3 Das Experiment KASCADE

Auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe wird derzeit ein Experiment mit dem Namen KASCADE — von KARlsruhe Shower Core and Array DETector — zur Untersuchung von Luftschauern aufgebaut, dessen vorrangiges Ziel die Messung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in einem Energiebereich zwischen etwa $5 \cdot 10^{14}$ eV und 10^{17} eV [18] ist. Hierfür ist neben der möglichst genauen Erfassung der Elektron-Photon-Komponente und der Zahl und Verteilung der Myonen eine gute Messung der Hadronkomponente hilfreich.

Des Weiteren steht die Erforschung hochenergetischer γ -Strahlung im Mittelpunkt des Interesses, wobei vor allem die Suche nach hochenergetischen Punktquellen eine wichtige Rolle spielt. Für dieses Ziel ist besonders eine gute Winkelauflösung wichtig, um die Einfallsrichtung eines Schauers und somit die Herkunftsrichtung der γ -Quanten zu bestimmen. Zusätzlich kann, wie bereits erläutert, ein guter Hadron- und Myon-Nachweis ein wichtiges Hilfsmittel bei der Unterscheidung von photon- und protoninduzierten Schauern sein.

Da der Durchmesser der Schauerfront von Luftschauern je nach Energie auf Meeresniveau mehrere 100 m betragen kann, sind für die Erforschung von ausgedehnten Luftschauern großflächige Detektoranlagen, sogenannte Arrays, notwendig. Diese setzen sich aus vielen

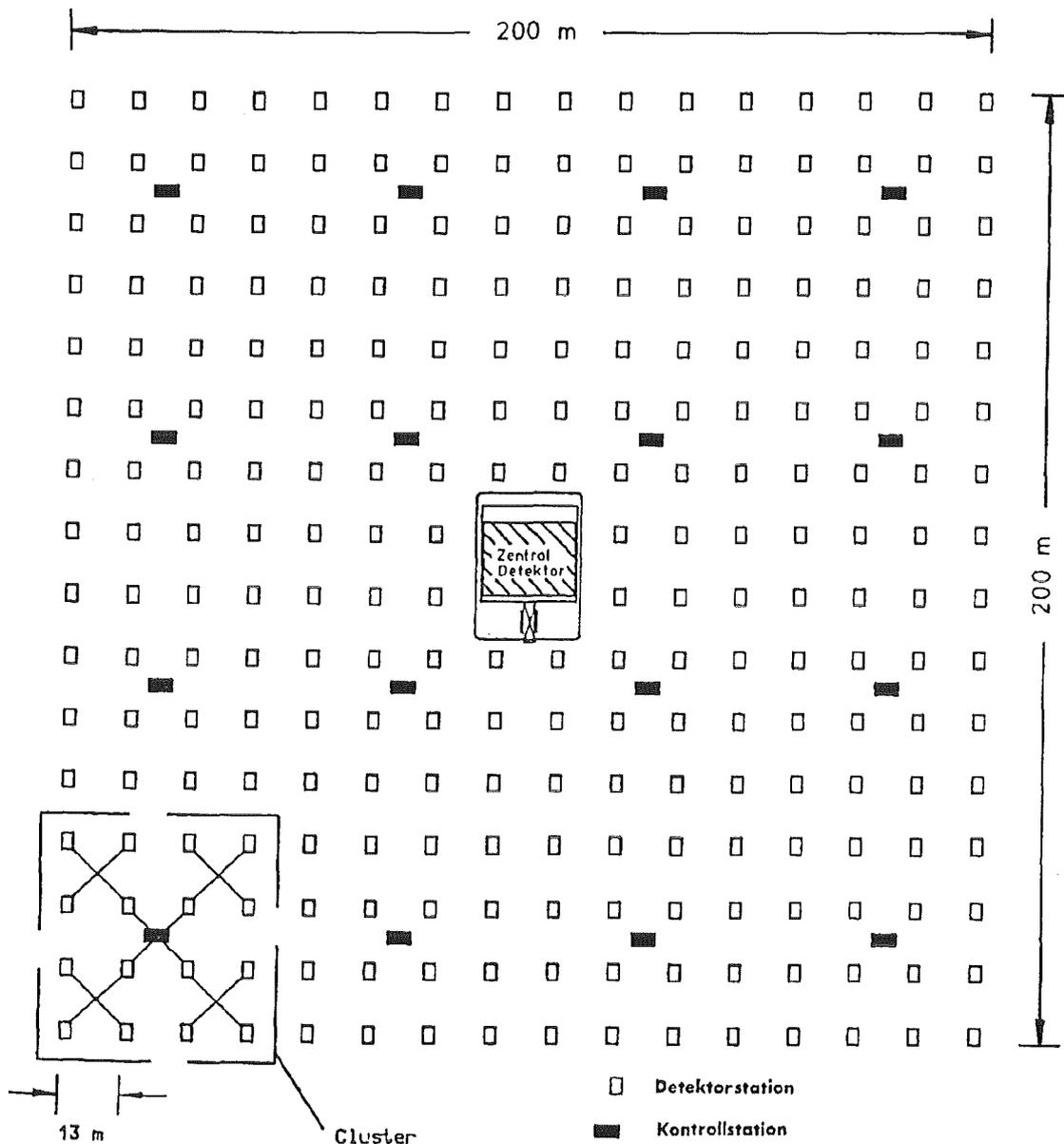


Abbildung 2.9: Schematische Übersicht über den Aufbau des KASCADE-Experiments. Eingerahmt ist eine Untereinheit des Szintillatorarrays, ein sogenanntes Cluster, dessen Daten durch die zentral positionierte Kontrollstation erfasst werden.

einzelnen Detektorstationen zusammen, die gitterartig in Abständen von mehreren Metern angeordnet sind. Abbildung 2.9 zeigt eine Übersicht über den Aufbau des KASCADE-Experiments, das aus einer Matrix von insgesamt 252 Detektorstationen zur Messung der Elektron-Photon-Komponente sowie der Lateralverteilung der Myonen und einem zentral positionierten Hadronkalorimeter besteht.

In Abbildung 2.10 ist der Zentraldetektor dargestellt, dessen Hauptbestandteil ein Kalorimeter zur Messung der Energie der Hadronen im Schauerkerne ist. Es besteht aus mehreren Absorberlagen aus leicht radioaktivem Eisen. Auf der obersten dieser Absorberlagen befindet sich eine zusätzliche Abschirmung von 5 cm Blei, um zu verhindern, daß elektromagnetische Schauer bis in die oberste aktive Lage durchdringen und Hadronen vortäuschen. Die Gesamtdicke des Kalorimeters beträgt 11 Absorptionslängen λ_0 .

Die aktiven Lagen des Kalorimeters bestehen aus Flüssigkeits-Ionisationskammern, in denen Tetramethylsilan (TMS) als Medium verwendet wird. Die Elektroden mit einer Fläche von $25 \cdot 25 \text{ cm}^2$ werden einzeln ausgelesen und erlauben eine feine Segmentierung des Kalorimeters. Dadurch ist es möglich, einzelne Hadronen zu trennen und ihre Energie zu bestimmen.

Zur Ortsbestimmung von Myonen, die oberhalb einer Schwellenenergie von 2 GeV das Ka-

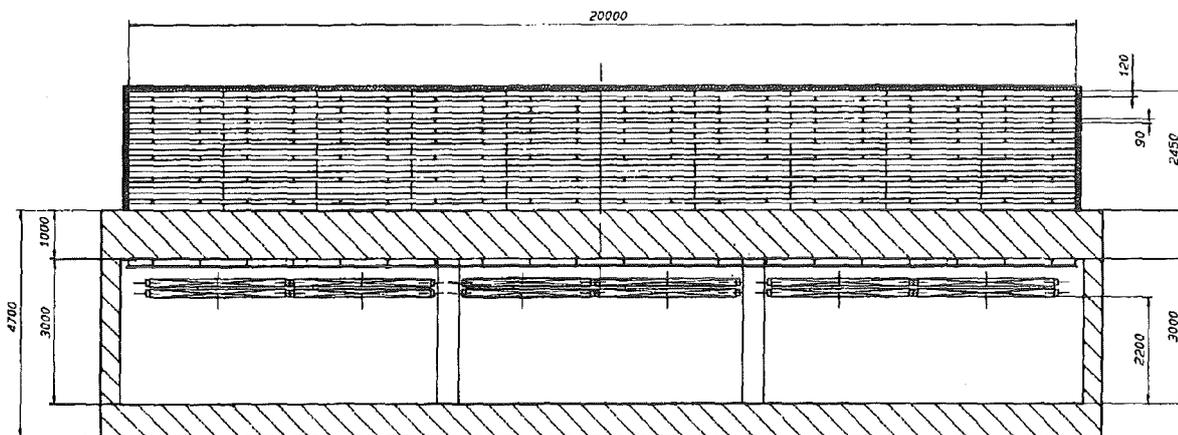


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Zentraldetektors.

Die schraffierte Fläche stellt das Fundament dar, auf dem der Eisenabsorber des Hadronkalorimeters gestapelt ist. Unter der Betondecke dienen Vieldraht-Proportionalkammern als Myondetektoren. (aus [18])

| <i>Schauerenergie E_0</i> | <i>erwartete Rate</i> | |
|--|-----------------------|------------------------|
| | <i>Array</i> | <i>Zentraldetektor</i> |
| 10^{15}eV | 5000 / Tag | 40 / Tag |
| 10^{16}eV | 36000 / Jahr | 300 / Jahr |
| 10^{17}eV | 365 / Jahr | 3 / Jahr |

Tabelle 2.1: Die erwarteten Ereignisraten bei KASCADE. (aus [10])

lorimeter durchqueren, werden unter der letzten Absorberlage im Keller des Zentraldetektors neben den TMS-Kammern 2 Lagen von Vieldraht-Proportionalkammern installiert, deren Ortsauflösung etwa 4 mm beträgt [19].

In der 4. Ebene des Kalorimeters ist der Einbau von Plastiksintillationszählern vorgesehen, die ein schnelles Triggersignal für die Auslese der Ionisationskammern und der Vieldraht-Proportionalkammern liefern.

In Tabelle 2.1 sind für verschiedene Energien die erwarteten Ereignisraten angegeben, bei denen der Schauerkern eines Luftschauers innerhalb des KASCADE-Arrays bzw. des Zentraldetektors liegt. Für die Abschätzung wurde angenommen, daß Luftschauder bis zu einem Zenitwinkel von $\Theta = 30^\circ$ gemessen werden können.

Eine Erweiterungsmöglichkeit für KASCADE

Wie in den vorangegangenen Abschnitten dargestellt wurde, stellen hochenergetische Myonen eine interessante Komponente von Luftschauern dar, da sie vorwiegend im Bereich der ersten Wechselwirkungen entstehen. Damit beinhalten sie Informationen aus einem Stadium der Schauerentwicklung, das direkten Messungen unzugänglich ist. Eine Messung dieser Teilchen könnte damit einen wichtigen Beitrag bei der Beschreibung der ersten Wechselwirkungen leisten, beispielsweise bei der Frage nach der Produktion von Mesonen mit Charm-Anteil. Außerdem kann die Messung hochenergetischer Myonen Hinweise liefern, die bei der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung hilfreich sind.

Als Standort für einen Detektor, in dem die Energie hochenergetischer Myonen gemessen werden kann, würde sich der Keller des Zentraldetektors anbieten, da hier das darüberliegende Hadronkalorimeter zwei Aufgaben miteinander verbindet. Zum einen dient es

als Myonfilter, da praktisch alle anderen Teilchen in den Eisenlagen absorbiert werden. Selbst Myonen, deren Energie kleiner ist als 2 GeV, werden im Kalorimeter gestoppt. Zum anderen treten, wie in Abbildung 2.5 gezeigt wurde, hochenergetische Myonen meistens zusammen mit Hadronen im Schauerkernel auf. Eine simultane Messung beider Teilchensorten würde daher einen direkten Vergleich beider Komponenten ermöglichen. Allerdings wird durch die Wahl dieses Standortes die Höhe eines möglichen Detektors beschränkt.

In den folgenden Abschnitten sollen Verfahren zur Identifikation hochenergetischer Myonen sowie zur Bestimmung ihrer Energie diskutiert werden, deren Einsatz im Rahmen des KASCADE-Experiments möglich wäre.

Kapitel 3

Energiemessung hochenergetischer Myonen

3.1 Magnetspektrometer

Der Impuls eines Myons kann üblicherweise durch die Ablenkung in magnetisiertem Eisen direkt gemessen werden.

Zur Bestimmung des Ablenkwinkels, der umgekehrt proportional zum Impuls ist, ist es notwendig, sowohl vor als auch hinter dem Magneten die Teilchenspur genau zu messen. Dazu werden Systeme von Vieldraht-Proportionalkammern mit einer hohen Ortsauflösung verwendet [20], in denen Ein- und Austrittsrichtung eines Myons gemessen werden können. Die Ortsauflösung dieser Kammern bestimmt im wesentlichen den maximalen Impuls, der mit einem Magnetspektrometer gemessen werden kann. Die Änderung der Myontrajektorie aufgrund von Coulombvielfachstreuung im Eisen beträgt nach Muraki et al. [21] energieunabhängig 5 % der Ablenkung im Magnetfeld.

Die Größe eines Magnetspektrometers, in dem Myonen oberhalb von 1 TeV gemessen werden sollen, läßt sich am besten an einem Zahlenbeispiel abschätzen. Um einen Ablenkwinkel von 1 mrad zu erreichen, das bedeutet eine Ablenkung von 1 mm bei einem Abstand von 1 m zwischen zwei Kammern, muß ein Myon mit einem Impuls von 1 TeV/c bei einer magnetischen Induktion von 2.0 Tesla ein Weg von $\ell \simeq 1.7$ m im Magnetfeld zurücklegen. Bei 1 Tesla ergibt sich $\ell \simeq 3.3$ m. Mit der Spurmessung zusammen würde ein Magnetspektrometer mit einer Induktion von 1 T, dessen größter meßbarer Impuls

bei 2 TeV/c liegt, also einen Aufbau von etwa 6 m erfordern, wobei allein der Magnet etwa doppelt so hoch wäre wie der Eisenabsorber des Hadronkalorimeters.

Als Größenvergleich kann das MUTRON-Spektrometer [20] herangezogen werden, das Myonimpulse bis zu 22 TeV/c messen kann und eine Gesamtlänge von etwa 22.5 m hat. Allein aus geometrischen Gründen kommt also eine solche Lösung für KASCADE nicht in Frage.

3.2 Übergangsstrahlungsdetektoren

Die Idee, Übergangsstrahlungsdetektoren (im weiteren kurz TRD genannt) zur Bestimmung der Energie von hochenergetischen Myonen einzusetzen, wurde in den letzten Jahren von einer italienischen Gruppe verfolgt, die solche Detektoren zu Messungen im Untergrundlabor des Gran Sasso in Italien einsetzt, siehe Castellano et al. [22].

Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten durchquert. Bei diesem Übergang erfolgt aufgrund unterschiedlicher Polarisierung eine Änderung des elektrischen Feldes des Teilchens, wobei γ -Quanten im Röntgenbereich abgestrahlt werden. Die bei diesem Prozeß abgestrahlte Energie ist proportional zum Lorentzfaktor γ_L des Teilchens, weswegen TRD's zusammen mit Impulsmessungen in Hochenergieexperimenten zur Teilchenidentifikation verwendet werden [23].

Ein typischer TRD besteht aus mehreren Radiatoren zur Erzeugung von γ -Quanten. Da der Effekt bei einem einzelnen Übergang sehr klein ist, müssen in jedem Radiator mehrere hundert Übergänge stattfinden. Für den Einsatz in einem Radiator müssen Materialien mit niedriger Kernladungszahl verwendet werden, in denen die Absorptionswahrscheinlichkeit für die abgestrahlten Röntgenquanten klein ist. Besonders geeignet sind nach Arbeiten von J. Cobb et al. [23], M. Cherry [24] und S. Swordy et al. [25] dünne Metallfolien aus Li, sowie Folien und Fasern aus Polyethylen und Polypropylen, aber auch geschäumte Kunststoffe, bei denen der Übergang zwischen Material und Gasblasen ausgenutzt wird.

Zwischen den einzelnen Radiatoren werden die Quanten in Detektoren nachgewiesen. Man verwendet dafür im allgemeinen ein Gas mit hoher Kernladungszahl Z , typischerweise Xenon, da der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt zum Nachweis von Röntgenquanten proportional zu Z^5 ansteigt. Die Verwendung von Driftkammern bietet, wie in einer Arbeit

von M. Baake et al. [26] gezeigt wird, außerdem die Möglichkeit, aufgrund des unterschiedlichen Driftzeitverhaltens Ionisationssignale aus dem Gas, die etwa gleichgroß sind, aber eine andere zeitliche Struktur aufweisen, zu unterdrücken.

Der Arbeitsbereich, in dem eine Trennung von Teilchen mit verschiedenen Lorentzfaktoren möglich ist, hängt stark von Materialien und Geometriefaktoren ab, die für einen Radiator gewählt werden. So erreicht man Sättigung, wenn der Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} \geq \gamma_s \quad \text{wird, wobei [24]} \quad \gamma_s = \frac{0.6 \cdot \omega_1 \cdot \sqrt{l_1 \cdot l_2}}{\hbar \cdot c}$$

ist.

Dabei sind E und $m_0 c^2$ Energie und Ruheenergie des Teilchens, ω_1 die Plasmafrequenz und l_1 die Dicke des Radiatormaterials; l_2 ist der Abstand zwischen den einzelnen Folien.

Abbildung 3.1 zeigt das Signalverhalten eines TRD mit einem Radiator aus 25 μm starken Polyethylenfolien bei verschiedenen Konfigurationen, das von Castellano et al. [22]

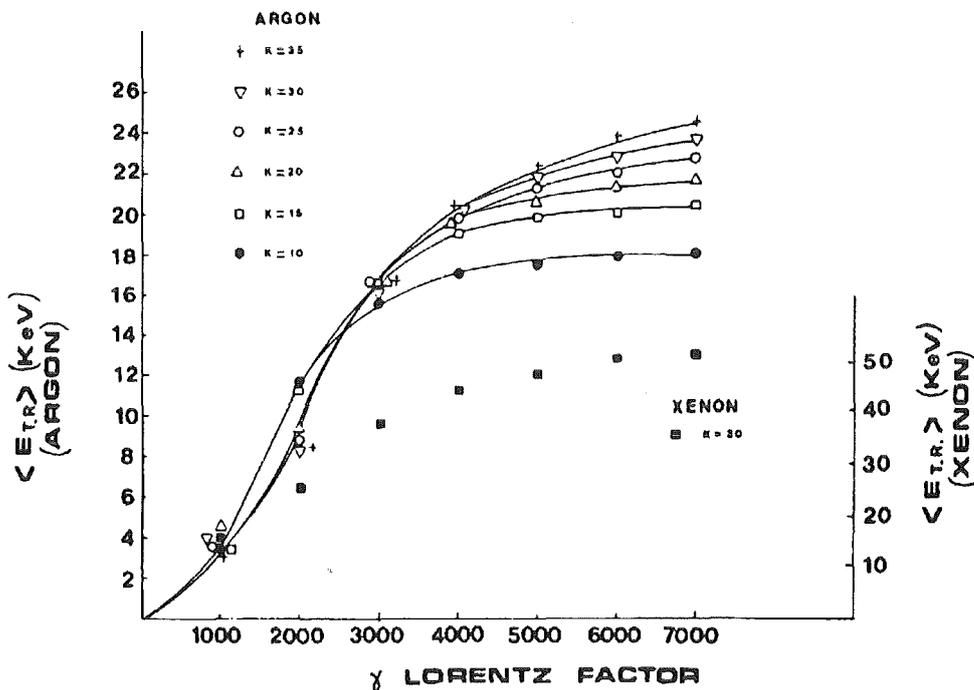


Abbildung 3.1: Energiedeposition durch Übergangsstrahlung in Ar und Xe in einem TRD aus Polyethylenfolien bei verschiedenen geometrischen Konfigurationen nach Messungen von Castellano et al. Die eingezeichneten Linien dienen als Orientierungshilfen. (aus [22])

gemessen wurde. Der Parameter k beschreibt das Verhältnis ℓ_2/ℓ_1 und ist somit ein Maß für den Abstand der Folien. Man sieht, daß sowohl die Geometrie als auch das verwendete Gas die Signalausbeute stark beeinflussen.

Bei den meisten TRD's ergeben sich für γ , Werte von etwa $2 - 3 \cdot 10^4$. Dies eröffnet einen zur Teilchentrennung bei Beschleuniger-Experimenten geeigneten Arbeitsbereich, der allerdings eine Energiemessung für Myonen nur bis etwa 2 TeV erlaubt. Bei Testmessungen von R. Belotti et al. [27] mit dem für den Einsatz im Gran Sasso Laboratorium geplanten TRD wurde bis zu $\gamma = 10^4$ kein Anzeichen des Auftretens von Sättigung beobachtet. Ein von M. Cherry [24] im Konzept entworfener Radiator erreicht $\gamma, \simeq 10^5$, erlaubt also den Nachweis von Myonenergien bis zu 10 TeV. Er besteht aus 200 μm dicken Polyethylen-Folien mit einem Abstand von 1.5 cm. Um bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von ca 80 % , wie sie von Errede et al. [28] angegeben wird, ein γ -Quant zu messen, werden etwa 200 Folien benötigt. Damit ergibt sich allein für den Radiator ohne Driftkammern eine Länge von etwa 3 m, so daß auch diese Methode im Fundamentkeller von KASCADE schwer zu verwirklichen ist.

3.3 Čerenkov-Strahlung

Eine weitere, oft zur Teilchenseparation angewandte Methode, bei der der Teilchenimpuls bestimmt wird, ist die Messung der Čerenkov-Strahlung. Sie entsteht beim Durchgang eines Teilchens durch Materie, wenn die Teilchengeschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit im Medium übersteigt. Ursache für die Entstehung ist die asymmetrische Polarisierung des Mediums vor und hinter dem Teilchen durch das bewegte elektrische Feld, die zu einem zeitlich variablen Dipolfeld führt. Die Ausbreitung der Čerenkov-Strahlung erfolgt kegelförmig, wobei der Öffnungswinkel ϕ ein Maß für die Teilchengeschwindigkeit β darstellt. Der Zusammenhang zwischen ϕ, β und n ist gegeben durch:

$$\cos \phi = (\beta \cdot n)^{-1}$$

Dabei ist n der Brechungsindex des Mediums.

Die Winkelunterschiede, die bei der Messung von Myonen oberhalb einer Energie von 100 GeV auftreten, sind jedoch so gering, daß eine sinnvolle Energiemessung im Rahmen des KASCADE-Experiments auf diese Weise nicht möglich ist.

3.4 Ionisation

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie kontinuierlich Energie durch Ionisation. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Für den wahrscheinlichsten Energieverlust E_{mp} ergibt sich folgende Abhängigkeit von der Teilchenenergie [29]:

$$E_{mp} \propto \frac{1}{\beta^2} \cdot \left(k \left(\frac{\alpha \cdot t}{I^2} \right) + 2 \ln \beta \gamma - \ln \beta^2 - \beta^2 - \delta \right)$$

Dabei beschreibt $k(\alpha t/I^2)$ das Medium. δ ist eine Korrekturfunktion, die den Einfluß der Polarisation des Mediums auf das elektrische Feld des Teilchens beinhaltet und nach Arbeiten von Sternheimer et al. [30] als Dichtekorrektur bezeichnet wird.

Für kleine Energien, das heißt $\beta \cdot \gamma < 3$, ist der Energieverlust proportional zu β^{-2} , während bei relativistischen Energien $\beta \simeq 1$ gesetzt werden kann, so daß der Energiever-

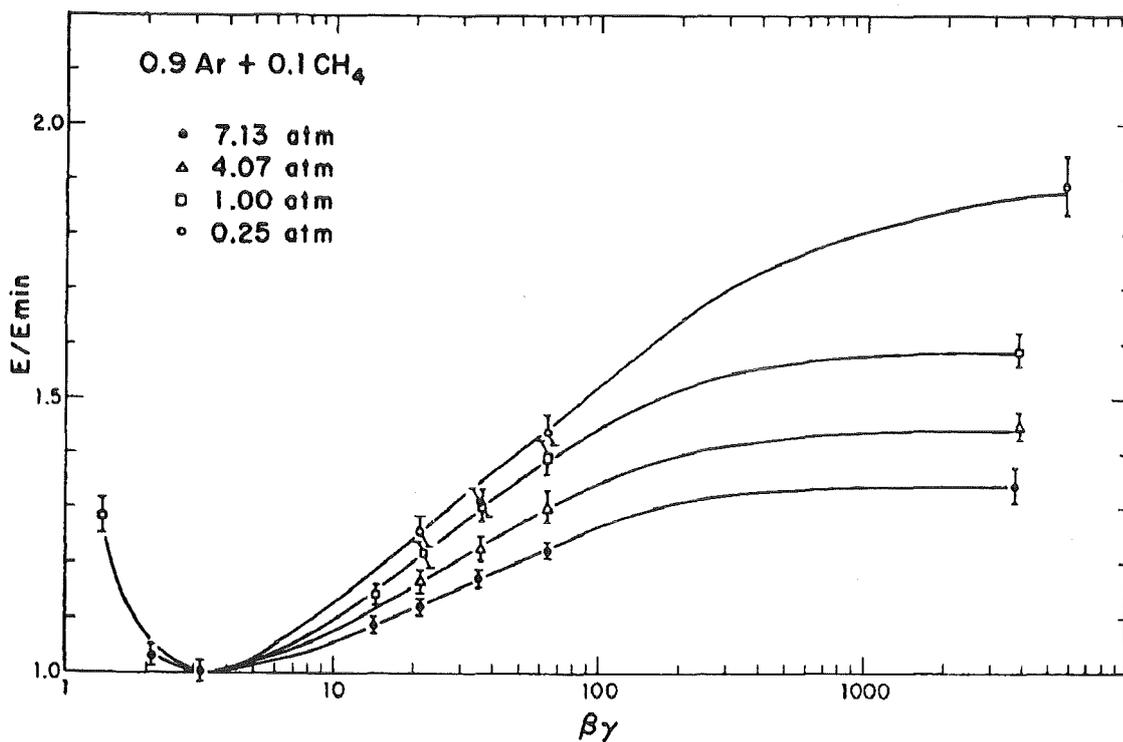


Abbildung 3.2: Energieverlust von Protonen durch Ionisation in einer Ar-CH₄-Mischung bei unterschiedlichen Drücken als Funktion der Energie. Die Werte sind normiert auf den Energieverlust minimalionisierender Teilchen. (aus [29])

lust wie $\ln \gamma$ ansteigt. Durch den Einfluß der Polarisation des Mediums wird bei großen Werten für $\beta \cdot \gamma$ ein Sättigungswert E_{max} erreicht. Der größte Anstieg wird nach einer Arbeit von J. Cobb et al. [31] in verdünnten Gasen beobachtet, in denen die maximale Energiedeposition etwa das Doppelte des Wertes für minimalionisierende Teilchen annimmt. In dichteren Medien verringert sich dieses Verhältnis.

Abbildung 3.2 zeigt den Energieverlust von Protonen in einem Argon-Methan-Gemisch, wie es beispielsweise in Proportionalkammern eingesetzt wird, nach Messungen von Walenta et al. [29]. Deutlich erkennbar ist in dieser Darstellung der lineare Anstieg oberhalb von $\beta \cdot \gamma = 5$. Der Einfluß der Dichtekorrektur zeigt sich in der Verschiebung des Sättigungsplateaus zu hohen Werten für $\beta \cdot \gamma$ bei abnehmendem Gasdruck. Der bei einem Druck von 0.25 bar gemessene Wert für das Einsetzen der Sättigung liegt bei $\gamma \simeq 1000$ und entspricht einer Myonenergie von etwa 100 GeV. Damit kann die Messung des Energieverlustes durch Ionisation zur Unterscheidung von niederenergetischen und hochenergetischen Myonen verwendet werden, zur Energiemessung von Myonen oberhalb von 1 TeV ist sie jedoch nicht geeignet.

3.5 Die Messung von Bursts

Bursts sind elektromagnetische Schauer, die entlang der Spur eines hochenergetischen Myons beim Durchgang durch ein dichtes Medium durch Bremsstrahlung oder direkte Elektron-Positron-Paarzeugung ausgelöst werden.

In Abbildung 3.3 ist am Beispiel von Blei dargestellt, wie sich diese Strahlungsprozesse auf den mittleren Energieverlust von Myonen auswirken. Im Bereich bis etwa 50 GeV stellt die Ionisation, die bei hohen Energien eine annähernd konstante Energiedeposition liefert, den einzigen Beitrag dar, während oberhalb einer Schwellenenergie von etwa 300 GeV, Bremsstrahlung und Paarzeugung überwiegen. Dies führt zu einem linearen Anstieg des mittleren Energieverlustes mit der Energie des einfallenden Myons, der durch eine Funktion der Form

$$-\frac{dE}{dx} = a + b \cdot E$$

beschrieben werden kann, wobei a und b selbst leicht energieabhängige Parameter sind [32].

Untersuchungen mit Hilfe dieser Prozesse, die im folgenden als radiative Energieverluste

zusammengefaßt werden, wurden unter anderem von N. Chaudhuri und M. Sinha [34], Barton et al.[35] und Chin et al.[36] in unterirdischen Labors durchgeführt.

Stamm et al. [37] und Mitsui et al. [38] untersuchten die elektromagnetische Wechselwirkung von horizontalen Myonen mit Eisen in großen Kalorimetern in Verbindung mit Magnetspektrometern, wobei neben der Energiedeposition auch der Impuls der Myonen gemessen wurde.

Da die radiativen Prozesse oberhalb von 10 TeV noch eine lineare Energieabhängigkeit zeigen, können sie ein geeignetes Maß für die Bestimmung der Myonenergie darstellen.

Allerdings sind die bisher für Burstmessungen gebauten Kalorimeter aufgrund ihrer großen geometrischen Abmessungen im Rahmen des KASCADE-Projekts nicht einsetzbar. Daher wurde in dieser Arbeit untersucht, ob sich die radiativen Prozesse auch in einem kleineren Kalorimeter nachweisen und zur Energiebestimmung verwenden lassen.

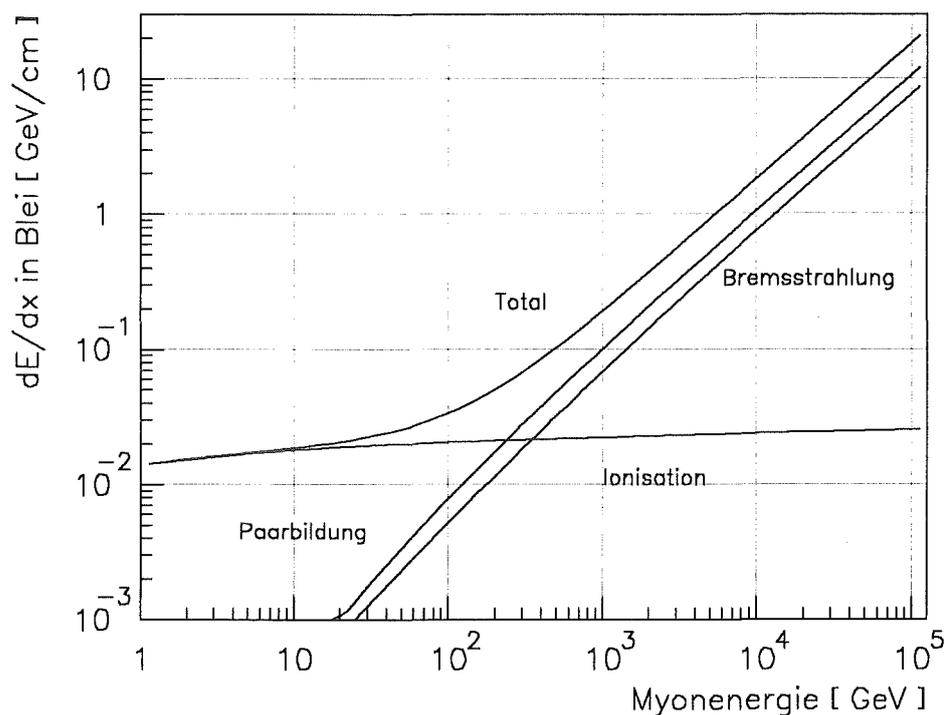


Abbildung 3.3: Der mittlere Energieverlust von Myonen.

Das Bild zeigt die berechneten Beiträge der wichtigsten Prozesse zum totalen Energieverlust von Myonen in einem Medium am Beispiel von Blei. (nach [33])

Kapitel 4

Radiative Prozesse

Unter radiativen Prozessen werden diskrete Energieverluste zusammengefaßt, die mit dem Auftreten von Sekundärteilchen verbunden sind und zu hohen Energieüberträgen führen können. Neben der Bremsstrahlung und der direkten Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren gehören auch der Knock-on-Prozeß und die Wechselwirkung von Myonen mit Nukleonen zu dieser Klasse von Ereignissen. Im folgenden werden diese Prozesse näher beschrieben. Abbildung 4.1 zeigt die zu den verschiedenen Wechselwirkungen gehörenden Feynman-Diagramme [14].

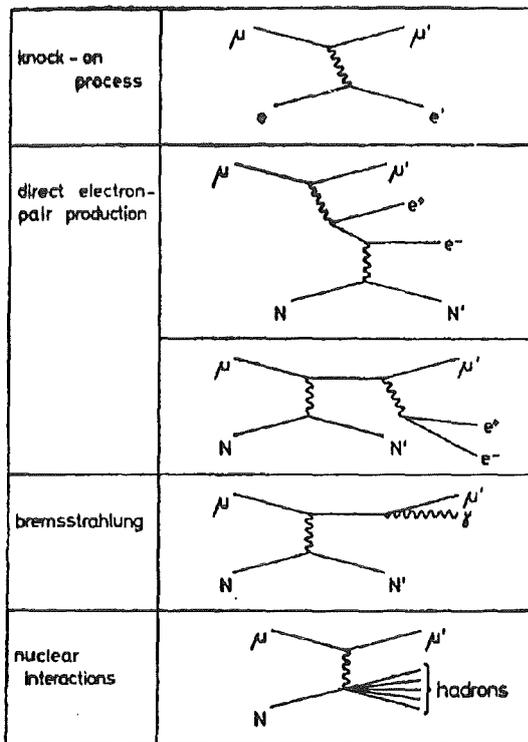


Abbildung 4.1:
Feynman-Diagramme der Prozesse,
die zu radiativen Energieverlusten
beitragen. (aus [14])

4.1 Der Knock-on-Prozeß

Der Knock-on-Prozeß, der im allgemeinen im Rahmen von Ionisationsverlusten behandelt wird, beschreibt die Wechselwirkung eines Myons mit der Elektronenhülle eines Targetkerns unter Freisetzung eines δ -Elektrons. Da bei hohen Energieüberträgen die Bindungsenergie der Elektronen vernachlässigt werden kann, entspricht dieser Prozeß der Streuung eines Myons an einem quasifreien Elektron, wie sie im ersten Diagramm in Abbildung 4.1 dargestellt ist.

Die Wahrscheinlichkeit für einen Energieübertrag und die Freisetzung eines Elektrons mit der Energie E' durch ein Myon der Energie E berechnet sich nach Bhabha [39] durch folgenden Ausdruck (nach [38]):

$$\phi_{\delta}(E, \nu) = 2\pi N r_e^2 \frac{Z}{A} m_e c^2 \frac{d\nu}{E\nu^2} \left(1 - \frac{E\nu}{E'_{max}} + \frac{1}{2} \left(\frac{E\nu}{E + m_{\mu}c^2} \right)^2 \right) \quad (4.1)$$

Dabei ist :

- N die Loschmidtzahl,
- Z, A sind Kernladung und Atomgewicht,
- r_e ist der klassische Elektronenradius,
- m_e, m_{μ} sind die Massen von Elektronen und Myonen,
- $\nu = \frac{E'}{E}$ ist der relative Energieübertrag,
- E die Energie des Myons und
- E' die an das Elektron übertragene Energie.

Polarisationseffekte werden in diesem Ausdruck nicht berücksichtigt.

Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist für verschiedene Energien als Funktion des Energieübertrags in Abbildung 4.4 a - f dargestellt.

Der maximale Energieübertrag beträgt:

$$E'_{max} = 2m_e c^2 \frac{(pc)^2}{m_e^2 c^4 + m_{\mu}^2 c^4 + 2m_e c^2 E} \quad (4.2)$$

Als Näherung für diesen Ausdruck ergibt sich bei hohen Energien [38]

$$E'_{max} \simeq \frac{E^2}{E + 11} \quad (E \text{ in GeV})$$

Aus der Formel 4.1 ergibt sich, daß die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von δ -Elektronen nur schwach von der Energie abhängt, da die Faktoren E größtenteils in Verbindung mit dem relativen Energieübertrag ν auftreten und somit dessen Absolutwert E' darstellen, von dem der Wirkungsquerschnitt wie

$$\phi_{\delta} \propto \frac{1}{E'^2}$$

abhängt. Der größtmögliche Energietransfer ist materialunabhängig und verschiebt sich, wie Gleichung 4.2 zeigt, bei hochenergetischen Myonen zu Werten, die nahe an die Energie des einfallenden Myons heranreichen.

4.2 Bremsstrahlung

Erste Berechnungen zum Wirkungsquerschnitt für Myonbremsstrahlung, deren Feynman-Diagramm in der dritten Graphik in Abbildung 4.1 dargestellt ist, wurden bereits 1934 von Bethe und Heitler [40] durchgeführt. Petrukhin und Shestakov [41] führten diese weiter, wobei sie den Einfluß der Formfaktoren von Atomkern und -hülle in ihre Rechnungen einbezogen. Daraus ergibt sich der folgende Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon der Energie E ein γ -Quant mit einer Energie $E' = \nu \cdot E$ erzeugt:

$$\begin{aligned} \phi_{\gamma}(E, \nu) d\nu &= \alpha^3 N (2\lambda \frac{m_e}{m_{\mu}})^2 \frac{Z^2}{A} \frac{d\nu}{\nu} \left(\frac{4}{3}(1 - \nu) + \nu^2 \right) \Phi(E, \nu) \quad (4.3) \\ \Phi(E, \nu) &= \ln \frac{\frac{2}{3} A \frac{m_{\mu}}{m_e} Z^{-\frac{2}{3}}}{1 + \frac{A\sqrt{e}}{2} \frac{m_{\mu}^2}{m_e E} \frac{\nu}{1-\nu} Z^{-\frac{1}{3}}} \end{aligned}$$

Dabei α die Feinstrukturkonstante und λ die Comptonwellenlänge des Elektrons. $\Phi(E, \nu)$ ist eine parametrisierte Beschreibung der Einflüsse der Formfaktoren, die jedoch mit der exakten Lösung sehr gut übereinstimmt.

Auch dieser Wirkungsquerschnitt, dessen Verlauf als Funktion des Energieübertrags in Abbildung 4.4 a - f für verschiedene Energien dargestellt ist, hängt nur schwach logarithmisch von der Energie des Myons ab. Die Abhängigkeit vom Energieübertrag ist:

$$\phi_{\gamma} \propto \frac{1}{E'}$$

Der maximal mögliche Energieübertrag beträgt:

$$\nu_{max} = 1 - \frac{3\sqrt{e} m_\mu}{4 E} Z^{\frac{1}{3}} \simeq 1 - \frac{0.56}{E} \quad (4.4)$$

Dabei ist $e = 2.718$.

Diese Größe zeigt eine leichte Abhängigkeit von der Kernladungszahl des verwendeten Materials, die sich vor allem bei niederen Myonenergien auswirkt. Bei hohen Energien sind gemäß Gleichung 4.4 in allen Medien Energieüberträge möglich, die die Größe der Teilchenenergie erreichen.

4.3 Direkte Paarerzeugung

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für direkte Paarerzeugung müssen zwei verschiedene Prozesse berücksichtigt werden, die den zur Impulserhaltung notwendigen Austausch eines Photons mit einem Kern durch das einlaufende Myon und das auslaufende Teilchenpaar beschreiben. Sie sind in den beiden Diagrammen der zweiten Graphik in Abbildung 4.1 dargestellt. Rechnungen wurden unter anderem von Kel'ner und Kotov [42] durchgeführt, deren Resultate von Kokoulin und Petrukhin [43] in folgender Form parametrisiert werden konnten:

$$\phi_{e^+e^-}(E, \nu, \rho) d\nu d\rho = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} N \frac{Z^2}{A} (\lambda)^2 \frac{1-\nu}{\nu} \left(\Phi_e + \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \Phi_\mu \right) d\rho d\nu \quad (4.5)$$

Φ_e und Φ_μ enthalten die Anteile der beiden Prozesse sowie Korrekturen auf die Abschirmung der Kernladung durch die Hüllenelektronen. Ihre genaue Darstellung kann zum Beispiel bei Kokoulin und Petrukhin [43] nachgelesen werden. ρ beschreibt die Asymmetrie bei der Verteilung der übertragenen Energie auf Elektron und Positron. Da eine Unterscheidung zwischen beiden Teilchen nur bei Detektoren mit sehr guter Ortsauflösung möglich wäre, wird im weiteren nur die Summenenergie beider Teilchen betrachtet.

Die Erzeugung von $\mu^+\mu^-$ und $q\bar{q}$ -Paaren ist zwar theoretisch möglich, der Wirkungsquerschnitt hierfür ist jedoch wegen der höheren Massen vernachlässigbar.

Im Gegensatz zu Bremsstrahlung und Knock-on-Prozeß ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für direkte Paarerzeugung von der Energie und vom Energieübertrag

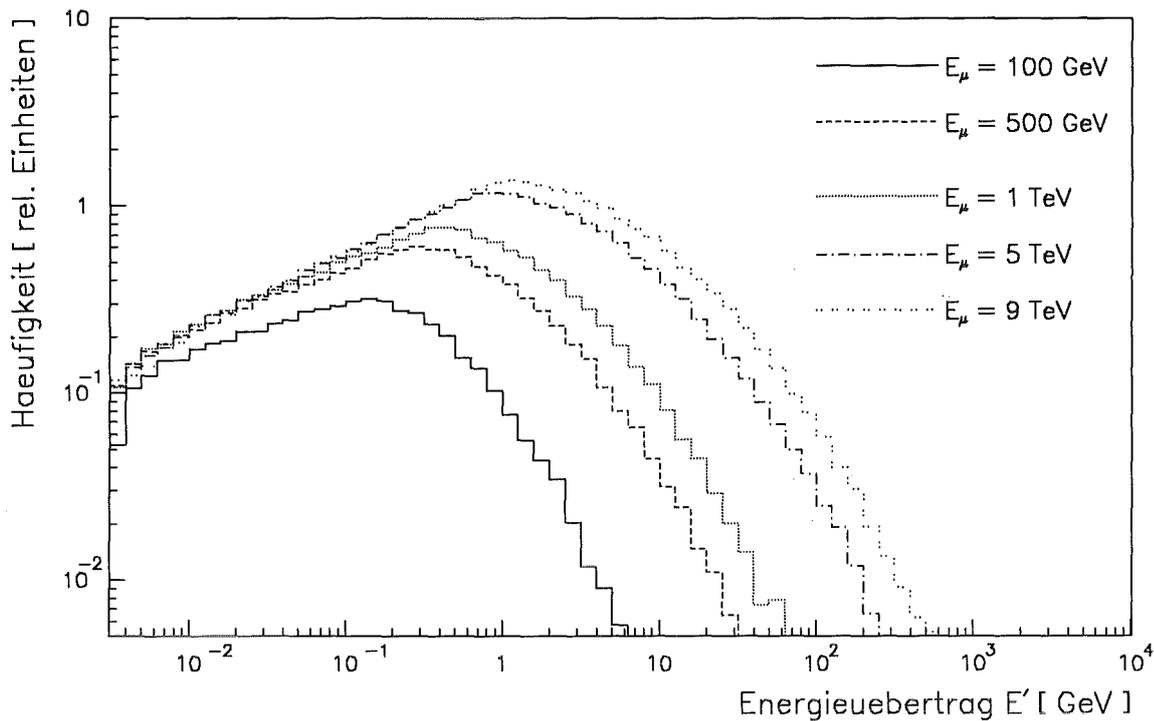


Abbildung 4.2: **Direkte Paarerzeugung durch Myonen.** Die Energieverteilung der erzeugten Paare bei verschiedenen Myonenergien nach Simulationsrechnungen mit *GEANT3.14*. [44]

kompliziert und wird teilweise durch die Funktionen Φ_e und Φ_μ beschrieben. Man sieht in Abbildung 4.2, daß höhere Myonenergien vor allem zur Zunahme hoher Energieüberträge führen, wogegen der Anteil von gebildeten Paaren mit niederen Energien ($E' \leq 300$ MeV) nahezu konstant bleibt.

4.4 Myon-Nukleon-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung eines Myons mit einem Nukleon, die im letzten der Diagramme in Abbildung 4.1 dargestellt ist, kann als inelastische Reaktion angesehen werden, bei der ein virtuelles Photon vom Myon emittiert und von einem Nukleon absorbiert wird. Dabei ist die Emission des Photons als reiner QED-Prozeß theoretisch gut erklärt, während die Berechnung der Photoabsorption von Modellen abhängig ist, die zum Teil zur Beschreibung der Messungen mit hochenergetischen Myonen aus Luftschauern entwickelt [45] und an Daten aus Beschleunigerexperimenten angepaßt wurden.

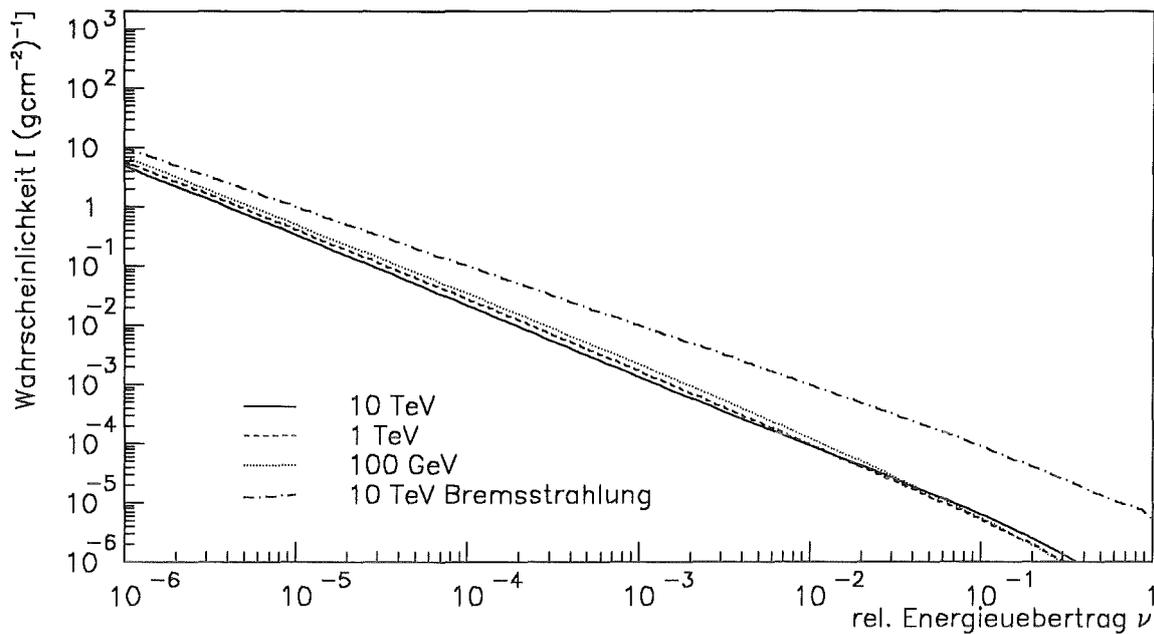


Abbildung 4.3: Die Myon-Nukleon-Wechselwirkung. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit für einen Energieübertrag in Blei bei verschiedenen Energien.

Ausdrücke für den Wirkungsquerschnitt, die allerdings auf unterschiedlichen Modellen beruhen, finden sich bei verschiedenen Autoren, u.a. Grupen [14], Lohmann et al. [33], und Okada et al. [47]. Abbildung 4.3 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt, wie er sich nach einer Formel von Lohmann et al. berechnet, als Funktion der abgestrahlten Energie bei verschiedenen Myonenergien. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung ebenfalls eingezeichnet. Aus dieser Darstellung ist zu entnehmen, daß Myon-Nukleon-Wechselwirkung eine etwas stärkere Abhängigkeit von der übertragenen Energie aufweist als Bremsstrahlung, von der Teilchenenergie jedoch fast nicht abhängt. Bei hohen Energieüberträgen ist der Prozess gegenüber Bremsstrahlung um mehr als 1 Größenordnung unterdrückt und wird daher bei den weiteren Betrachtungen vernachlässigt.

4.5 Vergleich der verschiedenen Prozesse

Um Kriterien zu finden, die es ermöglichen, aus dem Auftreten radiativer Energieverluste die Energie hochenergetischer Myonen zu bestimmen, wurden mit dem Simulationsprogramm GEANT 3.14 [44] Modellrechnungen mit verschiedenen Materialien durchgeführt. Dabei wurden neben den Energieverlustspektren der Einzelprozesse ihre Beiträge zum

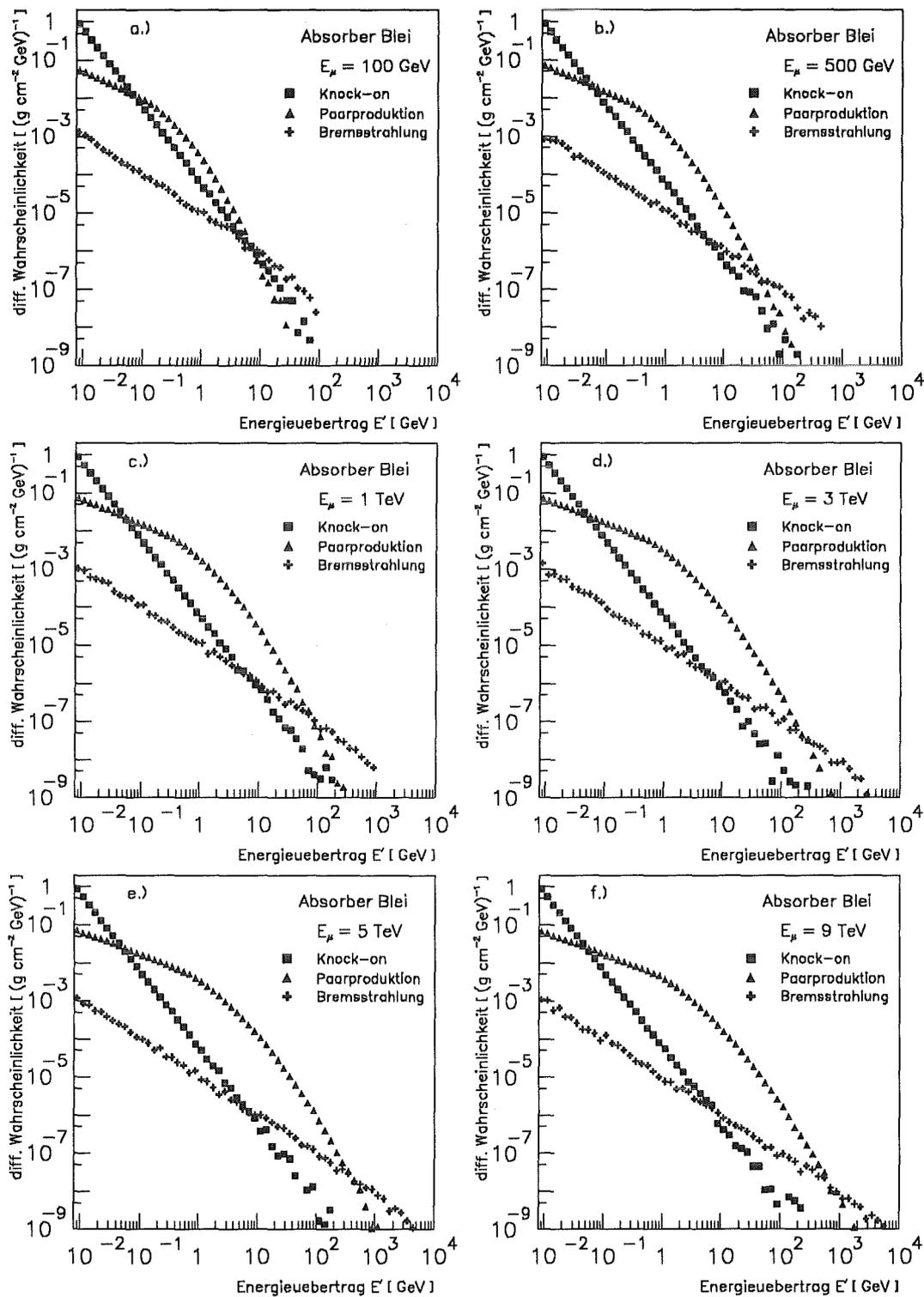


Abbildung 4.4: Der Beitrag radiativer Prozesse zum Energieübertrag durch Myonen verschiedener Energie in Blei. Betrachtet wird der Energieübertrag durch Knock-on-Elektronen, Bremsstrahlung und direkte Paarerzeugung.

Gesamtenergieverlust sowie die Häufigkeit, mit der sie auftreten, untersucht.

4.5.1 Der Energieverlust bei einzelnen Wechselwirkungen

In Abbildung 4.4 werden für verschiedene Myonenergien die Anteile der einzelnen Wechselwirkungen am Energieübertrag in einem Bleiabsorber verglichen. Dargestellt ist jeweils die differentielle Wahrscheinlichkeit, mit der δ -Elektronen, e^+e^- -Paare und durch Bremsstrahlung erzeugte γ -Quanten bei einem bestimmten Energieübertrag E' auftreten.

Wie die Abbildung zeigt, fällt das Bremsstrahlungs-Spektrum mit

$$\left(\frac{dN}{dE'}\right)_\gamma \propto E'^{-1}$$

ab [38]. Eine Änderung des Spektrums mit steigender Myonenergie ist aus dem Vergleich der einzelnen Abbildungen nicht zu erkennen. Lediglich die Obergrenze der auftretenden Energieüberträge wird zu höheren Energien hin verschoben.

Ein ähnliches Verhalten zeigt das Spektrum der Knock-on-Elektronen. Auch hier verschiebt sich bei der Zunahme der Myonenergie der maximale Energieübertrag, während der Verlauf des Spektrums sich nicht ändert. Daß beide Prozesse tatsächlich nahezu energieunabhängig sind, zeigt sich auch in der Tatsache, daß sich die Funktionen bei allen betrachteten Myonenergien im gleichen Punkt bei etwa 10 GeV Energie der Sekundärteilchen schneiden.

Allerdings fällt das Spektrum der erzeugten Knock-on-Elektronen sehr viel steiler ab. Die beobachtete Abnahme entspricht einer Abhängigkeit

$$\left(\frac{dN}{dE'}\right)_\delta \propto E'^{-2}$$

Im Gegensatz dazu ist das Spektrum der Elektron-Positron-Paare aus der direkten Paarzeugung nicht mit einem einzelnen Exponenten zu beschreiben. Bei kleinen Energieüberträgen kann die Abhängigkeit vom Energieübertrag mit

$$\left(\frac{dN}{dE'}\right)_{e^+e^-} \propto E'^{-0.5}$$

angenähert werden. Zu hohen Energien hin wird das Spektrum immer steiler, bis bei Werten $E' \geq 0.1E$ schließlich ein Abfall

$$\left(\frac{dN}{dE'}\right)_{e^+e^-} \propto E'^{-3}$$

zu beobachten ist. Allerdings setzt der Übergang zu größeren Exponenten umso später ein, je höher die Energie des abstrahlenden Myons ist.

Obwohl die direkte Paarproduktion als störungstheoretischer Prozeß 4. Ordnung gegenüber Bremsstrahlung, die in 3. Ordnung auftritt, um $1/137$ unterdrückt ist, ist die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines e^+e^- -Paares durch ein Myon größer als die für Bremsstrahlung. Dies liegt daran, daß Bremsstrahlung gemäß Gleichung 4.3 mit dem Quadrat der Massenverhältnisse von Elektron und Myon skaliert und somit bei Myonen um einen Faktor $4 \cdot 10^4$ unwahrscheinlicher ist als bei Elektronen. Dagegen hängt Paarbildung nicht von der Masse der Primärteilchen ab, sodaß die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß bei Myonen um eine Faktor $\frac{200^2}{137}$ größer ist als die für Bremsstrahlung.

In Abbildung 4.5 werden die Spektren erzeugter Sekundärteilchen in Blei mit denen in Eisen verglichen, wobei deutlich wird, wie sich die unterschiedliche Abhängigkeit der einzelnen Prozesse von der Kernladung Z und der Massenzahl A auswirkt. Während die Emissionswahrscheinlichkeit für δ -Elektronen von Z/A abhängt, ändert sich der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung und Bremsstrahlung mit Z^2/A .

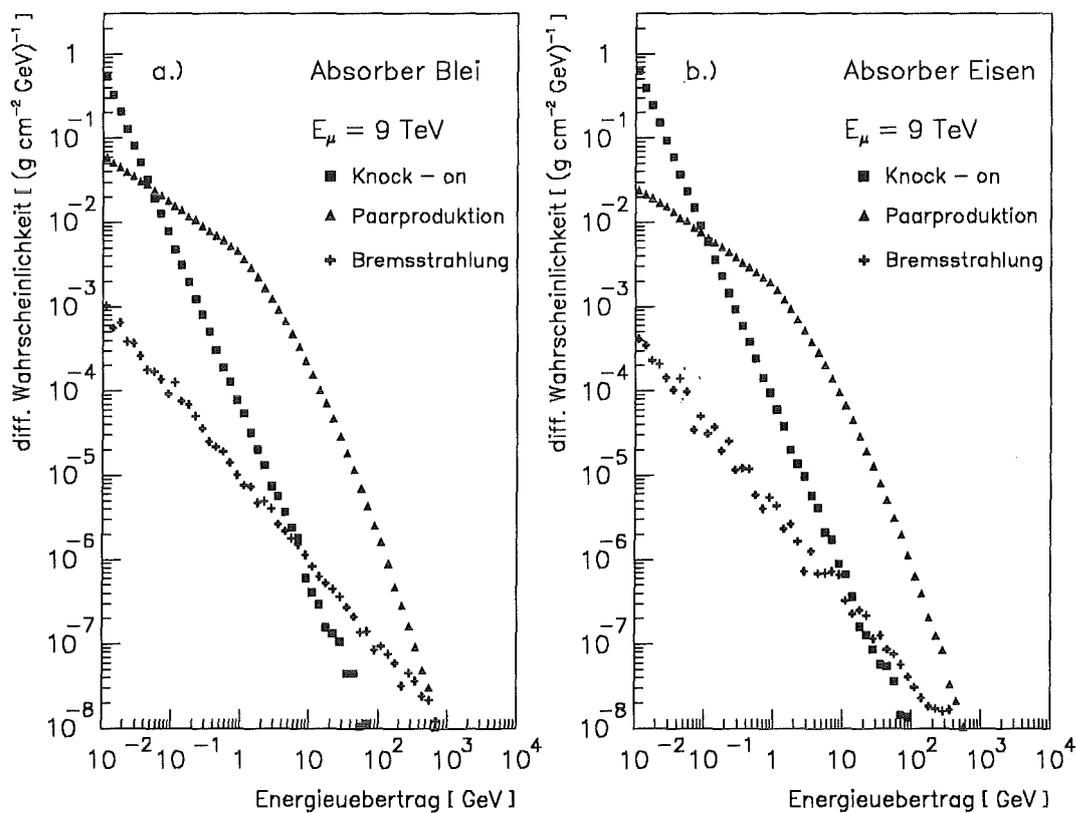


Abbildung 4.5: Vergleich der einzelnen Prozesse in Blei und Eisen.

Tabelle 4.1 enthält die entsprechenden Werte für Blei, Eisen und eine Blei-Antimon-Legierung, wie sie im Experiment eingesetzt wird. Da die Abweichungen zwischen reinem Blei und der Legierung nur gering sind, wird im weiteren Text nicht zwischen beiden Materialien unterschieden.

Es zeigt sich, daß in Eisen aufgrund des höheren Wertes für Z/A etwa 17 % mehr δ -Elektronen erzeugt werden als in Blei. Gleichzeitig wird die Emission von Photonen und Elektron-Positron-Paaren wegen des deutlich kleineren Wertes für Z^2/A in Fe um ungefähr 60 % gegenüber Blei unterdrückt. In Abbildung 4.5 ist dieses Verhalten erkennbar.

Tabelle 4.2 zeigt die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der verschiedenen Wechsel-

| Material | $\rho[gcm^{-3}]$ | $X_0[cm]$ | Z | A | $\frac{Z}{A}$ | $\frac{Z^2}{A}$ |
|------------|------------------|-----------|-------|--------|---------------|-----------------|
| Fe | 7.87 | 1.78 | 26.0 | 55.85 | 0.466 | 12.10 |
| Pb | 11.35 | 0.56 | 82.0 | 207.19 | 0.396 | 32.45 |
| Pb + 4% Sb | 11.35 | 0.568 | 80.76 | 203.78 | 0.396 | 32.0 |

Tabelle 4.1: Materialkonstanten von Eisen, Blei und einer Mischung aus Blei und Antimon, wie sie im Simulationsprogramm verwendet werden.

| Energie | Knock-on | | Paarproduktion | | Bremsstrahlung | |
|---------|----------------------|-------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | Prozeß [cm^{-1}] | | [cm^{-1}] | | [cm^{-1}] | |
| | Pb | Fe | Pb | Fe | Pb | Fe |
| 100 GeV | 0.793 | 0.658 | $4.6 \cdot 10^{-2}$ | $1.38 \cdot 10^{-2}$ | $1.23 \cdot 10^{-3}$ | $0.37 \cdot 10^{-3}$ |
| 500 GeV | 0.793 | 0.658 | $9.5 \cdot 10^{-2}$ | $2.9 \cdot 10^{-2}$ | $1.50 \cdot 10^{-3}$ | $0.41 \cdot 10^{-3}$ |
| 1 TeV | 0.791 | 0.658 | $12.2 \cdot 10^{-2}$ | $3.7 \cdot 10^{-2}$ | $1.60 \cdot 10^{-3}$ | $0.44 \cdot 10^{-3}$ |
| 3 TeV | 0.792 | 0.658 | $16.9 \cdot 10^{-2}$ | $5.2 \cdot 10^{-2}$ | $1.68 \cdot 10^{-3}$ | $0.49 \cdot 10^{-3}$ |
| 5 TeV | 0.792 | 0.658 | $19.5 \cdot 10^{-2}$ | $6.0 \cdot 10^{-2}$ | $1.86 \cdot 10^{-3}$ | $0.56 \cdot 10^{-3}$ |
| 9 TeV | 0.791 | 0.658 | $22.6 \cdot 10^{-2}$ | $7.0 \cdot 10^{-2}$ | $1.96 \cdot 10^{-3}$ | $0.60 \cdot 10^{-3}$ |

Tabelle 4.2: Die mittlere Anzahl von Sekundärteilchen in 1 cm Absorber.

Die Mittelwerte bei verschiedenen Myonenergien wurden aus Rechnungen mit Geant3.14 gewonnen. Die Energieschwellen für Sekundärteilchen lagen bei 2 MeV.

wirkungen in 1 cm Absorbermaterial. Daraus geht hervor, daß die meisten der gebildeten Teilchen in einem Absorber Knock-on-Elektronen sind. Daß in 1 cm Eisen weniger Elektronen entstehen als in Blei, obwohl der Wirkungsquerschnitt größer ist, liegt an der geringeren Dichte von Eisen.

Elektron-Positron-Paare sind in Pb etwa eine Größenordnung seltener als δ -Elektronen, in Fe beträgt der Unterschied sogar maximal einen Faktor 50. Im Gegensatz zur Zahl der Knock-on-Elektronen steigt in beiden Materialien die Zahl der erzeugten Paare mit zunehmender Energie an. Im Energiebereich zwischen 100 GeV und 9 TeV verfünffacht sich die Anzahl, während die Zahl der Knock-on-Elektronen konstant bleibt.

Aufgrund der Materialabhängigkeit des Prozesses treten in Blei etwa 3 mal soviel Paare auf wie in Eisen. Das gleiche Verhältnis erhält man beim Vergleich der Anzahl der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen, obwohl die Absolutwerte um eine bis zwei Größenordnungen unter denen von Paarproduktion liegen. Ebenso ist eine leichte Energieabhängigkeit der Teilchenzahlen zu beobachten. Der Effekt ist jedoch klein, im Energiebereich zwischen 100 GeV und 9 TeV beträgt die Zunahme nur 50 % gegenüber einem Faktor 5 bei Paarbildung.

Abbildung 4.6 verdeutlicht die Beiträge der einzelnen Prozesse zum Energietransfer in Blei. Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt für die einzelnen Prozesse, gewichtet mit der Energie, die durch die einzelne Wechselwirkung übertragen wird, als Funktion des relativen Energieübertrags ν .

Die Erzeugung von Knock-on-Elektronen hat nur einen kleinen Anteil am gesamten Energietransfer, obwohl sie im ganzen Intervall von $\nu = 10^{-6}$ bis $\nu \rightarrow 1$ auftritt.

Hohe Energieverluste im Bereich oberhalb von $\log \nu = -1.5$ werden hauptsächlich durch Bremsstrahlung verursacht. Diese tritt häufig als sogenannter Katastrophenprozess [32] auf, in dem das Myon viel Energie in einer einzigen Wechselwirkung verliert. Die Myon-Nukleon-Wechselwirkung würde in dieser Abbildung mit kleinen Anteilen bei $\log \nu > -1$ zum Energieübertrag beitragen.

Direkte Paarerzeugung führt im Gegensatz zu den vorher behandelten Prozessen zu Energieverlusten zwischen $\log \nu = -3.5$ und $\log \nu = -1.5$, wobei der häufigste Wert bei $\log \nu = -2.5$ liegt. Dies bedeutet, daß der Energieübertrag auf die Sekundärteilchen bei der Paarerzeugung im Mittel 0.2 % – 0.3 % der Primärenergie beträgt.

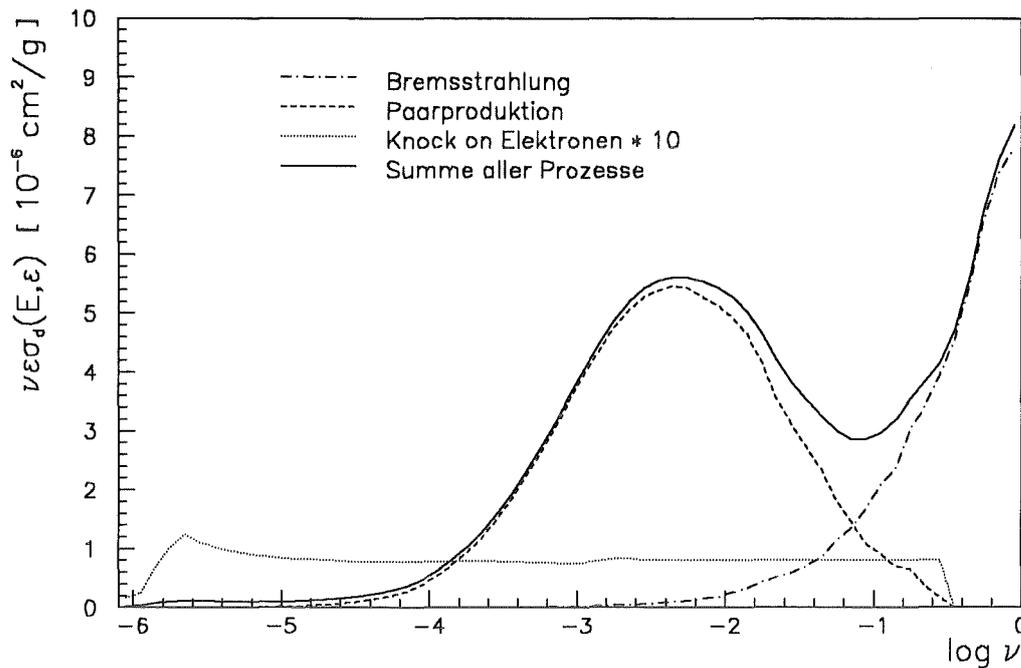


Abbildung 4.6: Der energiegewichtete Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Energieübertrag ν in Blei. Der Beitrag durch den Knock-on-Prozess wurde um eine Größenordnung hochskaliert.

4.5.2 Der Gesamtenergieverlust eines Myons durch die einzelnen Prozesse

In Abbildung 4.7 wird die Gesamt-Energiedeposition in einem Absorber von 120 cm Länge dargestellt. Verglichen werden die Beiträge der einzelnen radiativen Prozesse in Blei und Eisen bei 3 verschiedenen Myonenergien.

Wie bereits in den Spektren der emittierten Teilchen zeigt sich auch hier die Energieunabhängigkeit des Knock-on-Prozesses. Der Energieverlust durch δ -Elektronen ist in beiden Medien konstant, wobei in Blei im Mittel 600 MeV, in Eisen dagegen nur etwa 500 MeV deponiert werden. Oberhalb dieser Energie ist wie auch in Bild 4.4 ein steiler Abfall etwa mit E^{-2} zu beobachten. Bei hohen Energieüberträgen wird ein großer Teil der Energie durch ein Teilchen übertragen, weshalb das Spektrum analog zu dem der Einzelenergieüberträge abfällt.

Paarerzeugung führt dagegen zu Energiedepositionen, die mit steigender Energie stark zunehmen. Wie aus Abbildung 4.7 hervorgeht, verliert ein Myon in Blei im Mittel etwa 1 % seiner Energie in Form von Elektron-Positron-Paaren.

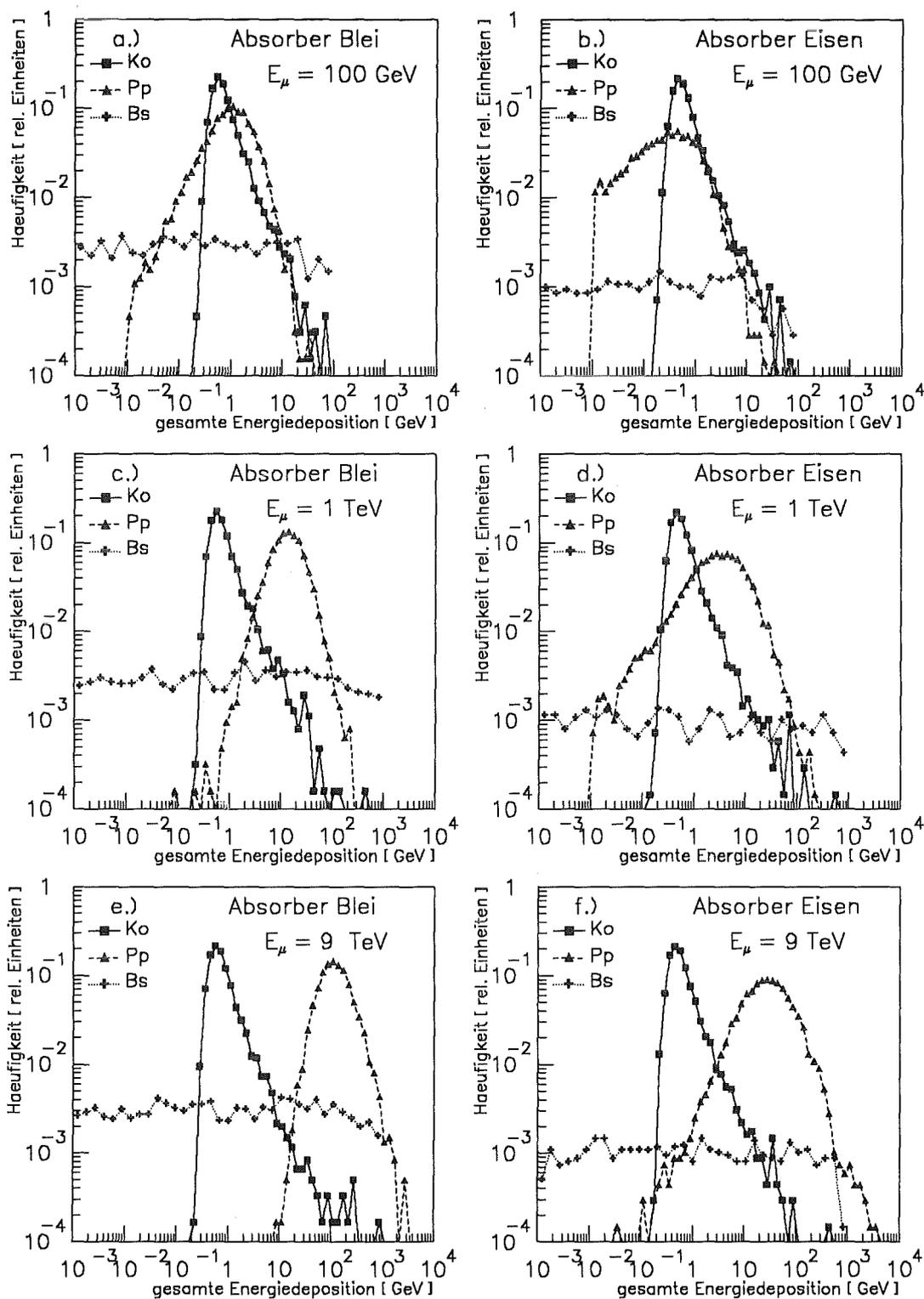


Abbildung 4.7: Der Gesamtenergieverlust durch die einzelnen radiativen Prozesse in einem Absorber von 120 cm Dicke. Dargestellt wird der Gesamtverlust durch Knock-on-Prozesse (Ko), direkte Paarbildung (Pp) und Bremsstrahlung (Bs) in Blei und Eisen anhand von Simulationsrechnungen mit Geant 3.14.

In Eisen sind die Verluste deutlich kleiner; ein 9 TeV Myon deponiert lediglich 30 GeV, also 0.3 % in einem Absorber gleicher Dicke. Für 100 GeV Myonen dominiert der Energieverlust durch Knock-on-Elektronen den durch Paarproduktion im ganzen Energiebereich.

Bremsstrahlung tritt in beiden Medien im gesamten Energiebereich sehr selten auf, kann aber zu sehr hohen Energiedepositionen führen.

4.5.3 Möglichkeiten zur Energiebestimmung

Ein Vergleich der Energiedeposition durch Myonen mit einer Energie von 100 GeV und 1 TeV zeigt, daß eine Unterscheidung beider Primärenergien aufgrund der durch Paarbildung deponierten Energie möglich ist, wenn zwei annähernd monoenergetische Teilchenstrahlen vorliegen. Da das Spektrum horizontal einfallender, hochenergetischer Myonen in der Höhenstrahlung aber mit

$$\frac{dI}{dE} \propto E^{-2.7}$$

abfällt, ist die Wahrscheinlichkeit für hohe Energiedepositionen, die durch Bremsstrahlung niederenergetischer Myonen zustandekommen, größer als für solche durch Paarproduktion von Myonen hoher Energie. Hier zeigt sich ein weiterer Nachteil von Fe als Absorber, da durch die deutlich breiter gestreute Energiedeposition eine Trennung verschiedener Myonenergien aufgrund des Gesamtenergieverlustes noch schwieriger wird.

Dagegen ergibt sich aus der Betrachtung der einzelnen Prozesse, daß die Häufigkeit und die Energie einzelner Paare, wie Tabelle 4.2 und Bild 4.6 zeigen, eine Möglichkeit bieten, auf die Energie eines einzelnen Myons zu schließen. Dazu ist es jedoch notwendig, Paarproduktion von den übrigen Prozessen möglichst gut zu trennen.

Aus Abbildung 4.4 ergibt sich, daß oberhalb von 100 MeV übertragener Energie die Erzeugung von Elektron-Positron Paaren überwiegt. Allerdings ist bei diesem Energieübertrag die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von Knock-on-Elektronen noch so hoch, daß Mißidentifikationen auftreten können. Oberhalb von 1 GeV Energietransfer ist dagegen über einen weiten Bereich die Produktion von e^+e^- -Paaren sehr viel wahrscheinlicher als andere Prozesse.

Tabelle 4.3 zeigt die Anzahl von radiativen Prozessen, die oberhalb einer Schwelle von 1 GeV in 1 cm Absorbermaterial auftreten, wobei Blei und Eisen als Absorber einander gegenübergestellt werden. Der Vergleich der Daten mit Tabelle 4.2 zeigt, daß durch

| Energie | Knock-on Prozeß [cm^{-1}] | | Paarproduktion [cm^{-1}] | | Bremsstrahlung [cm^{-1}] | |
|---------|----------------------------------|----------------------|---------------------------------|----------------------|---------------------------------|----------------------|
| | Pb | Fe | Pb | Fe | Pb | Fe |
| 100 GeV | $7.77 \cdot 10^{-4}$ | $6.14 \cdot 10^{-4}$ | $2.28 \cdot 10^{-3}$ | $7.18 \cdot 10^{-4}$ | $4.48 \cdot 10^{-4}$ | $1.38 \cdot 10^{-4}$ |
| 500 GeV | $7.55 \cdot 10^{-4}$ | $7.10 \cdot 10^{-4}$ | $1.58 \cdot 10^{-2}$ | $4.76 \cdot 10^{-3}$ | $6.76 \cdot 10^{-4}$ | $1.97 \cdot 10^{-4}$ |
| 1 TeV | $8.27 \cdot 10^{-4}$ | $6.36 \cdot 10^{-4}$ | $2.90 \cdot 10^{-2}$ | $8.87 \cdot 10^{-3}$ | $8.0 \cdot 10^{-4}$ | $2.13 \cdot 10^{-4}$ |
| 3 TeV | $8.75 \cdot 10^{-4}$ | $6.13 \cdot 10^{-4}$ | $6.23 \cdot 10^{-2}$ | $1.91 \cdot 10^{-2}$ | $9.10 \cdot 10^{-4}$ | $3.03 \cdot 10^{-4}$ |
| 5 TeV | $8.15 \cdot 10^{-4}$ | $6.26 \cdot 10^{-4}$ | $8.3 \cdot 10^{-2}$ | $2.53 \cdot 10^{-2}$ | $9.81 \cdot 10^{-4}$ | $2.93 \cdot 10^{-4}$ |
| 9 TeV | $8.3 \cdot 10^{-4}$ | $6.28 \cdot 10^{-4}$ | $11.3 \cdot 10^{-2}$ | $3.50 \cdot 10^{-2}$ | $1.06 \cdot 10^{-3}$ | $3.30 \cdot 10^{-4}$ |

Tabelle 4.3: Die mittlere Anzahl von Sekundärteilchen oberhalb 1 GeV in 1 cm Blei.

die Beschränkung auf hochenergetische Sekundärteilchen der Anteil der δ -Elektronen in beiden Absorbermaterialien um einen Faktor 1000 reduziert werden kann.

Das Auftreten von Bremsstrahlungsquanten erfolgt zu fast 50 % bei Energien oberhalb von 1 GeV, so daß hier durch die Einschränkung des Energiebereichs, in dem Sekundärteilchen untersucht werden, kaum eine Unterdrückung des Prozesses stattfindet.

Paarproduktion wird, wie aus dem Vergleich der Tabellen deutlich wird, bei niederen Myonenergien stärker unterdrückt als bei hohen, wodurch die Energieabhängigkeit dieses Prozesses noch deutlicher herausgestellt wird. Während Myonen mit einer Energie von 100 GeV etwa 5 % aller Paare oberhalb von 1 GeV erzeugen, sind es bei 1 TeV Myonen schon 25 %. Bei 9 TeV haben mehr als 50 % aller produzierten Paare Energien, die größer sind als 1 GeV. Dadurch wird Paarproduktion zum dominierenden Prozeß für das Auftreten von Sekundärteilchen, während Bremsstrahlung und δ -Elektronen oberhalb einer Myonenergie von 500 GeV weniger als 5 % zur Zahl der erzeugten Teilchen beitragen.

Die Graphik 4.8 veranschaulicht die Folge einer Einschränkung auf Sekundärteilchen oberhalb einer Energieschwelle von 1 GeV sowie den Unterschied zwischen Blei und Eisen als Absorbermedium am Beispiel der direkten Paarerzeugung in einem 120 cm dicken Absorber. Abbildung 4.8a zeigt die mittlere Anzahl aller Paare. Anhand dieser Darstellung erkennt man, daß zwischen der Anzahl der erzeugten e^+e^- -Paare und der Energie des Myons ein logarithmischer Zusammenhang besteht. Der Vergleich mit Abbildung 4.8 b, in der nur hochenergetische Sekundärteilchen berücksichtigt wurden, zeigt, welchen Anteil

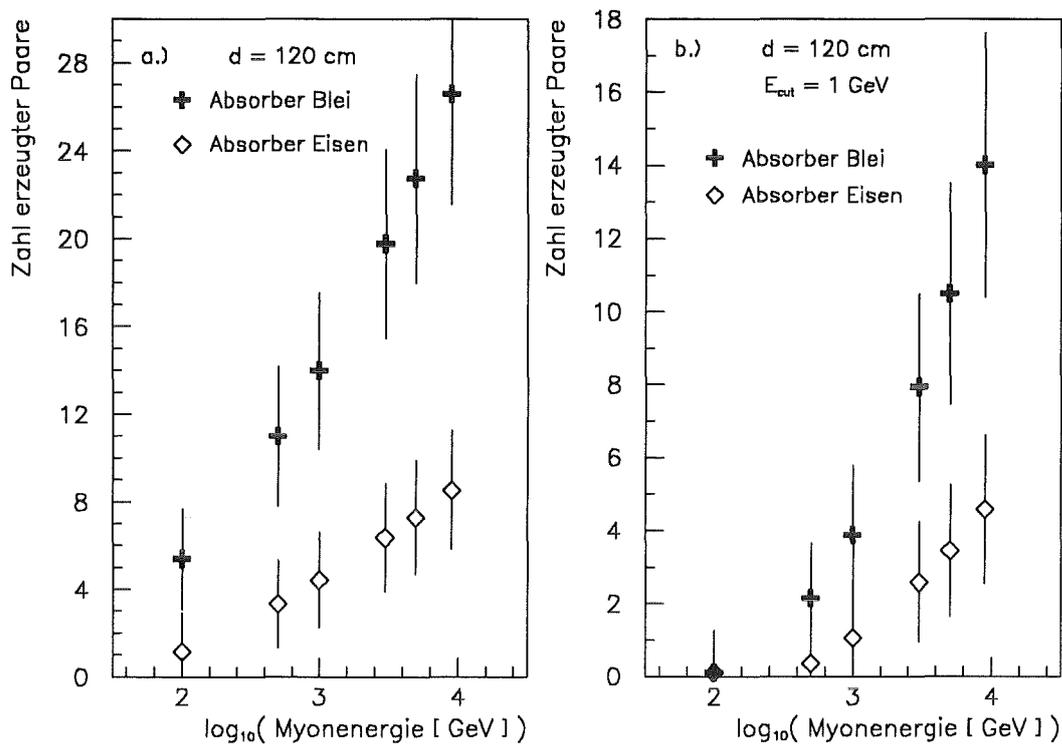


Abbildung 4.8: Vergleich der Zahl der bei verschiedenen Energien erzeugten Paare in Blei und Eisen.

Das Bild zeigt die Resultate von Monte-Carlo-Rechnungen für Absorber von 120 cm Dicke.

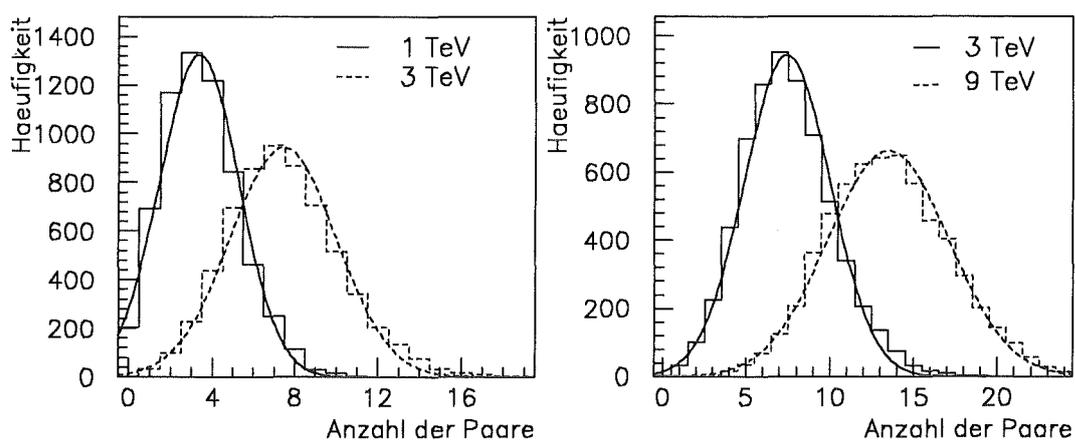


Abbildung 4.9: Die Anzahl der in 120 cm Blei erzeugten Paare bei 1 TeV, 3 TeV und 9 TeV.

niederenergetische Paare ausmachen. In Blei werden durch die Beschränkung auf Paare oberhalb 1 GeV vor allem Myonen unterhalb von 500 GeV unterdrückt, während in Fe selbst Myonen mit einer Energie von 1 TeV im Mittel weniger als 1 e^+e^- -Paar über dieser Energieschwelle erzeugen. Aufgrund der geringen Zahl von Paarproduktionen ist in 120 cm Fe kaum eine Trennung von 3 TeV und 10 TeV Myonen möglich, wogegen in Pb 1 TeV, 3 TeV und 10 TeV mit hoher Wahrscheinlichkeit getrennt werden können, wie dies in Abbildung 4.9 zu sehen ist.

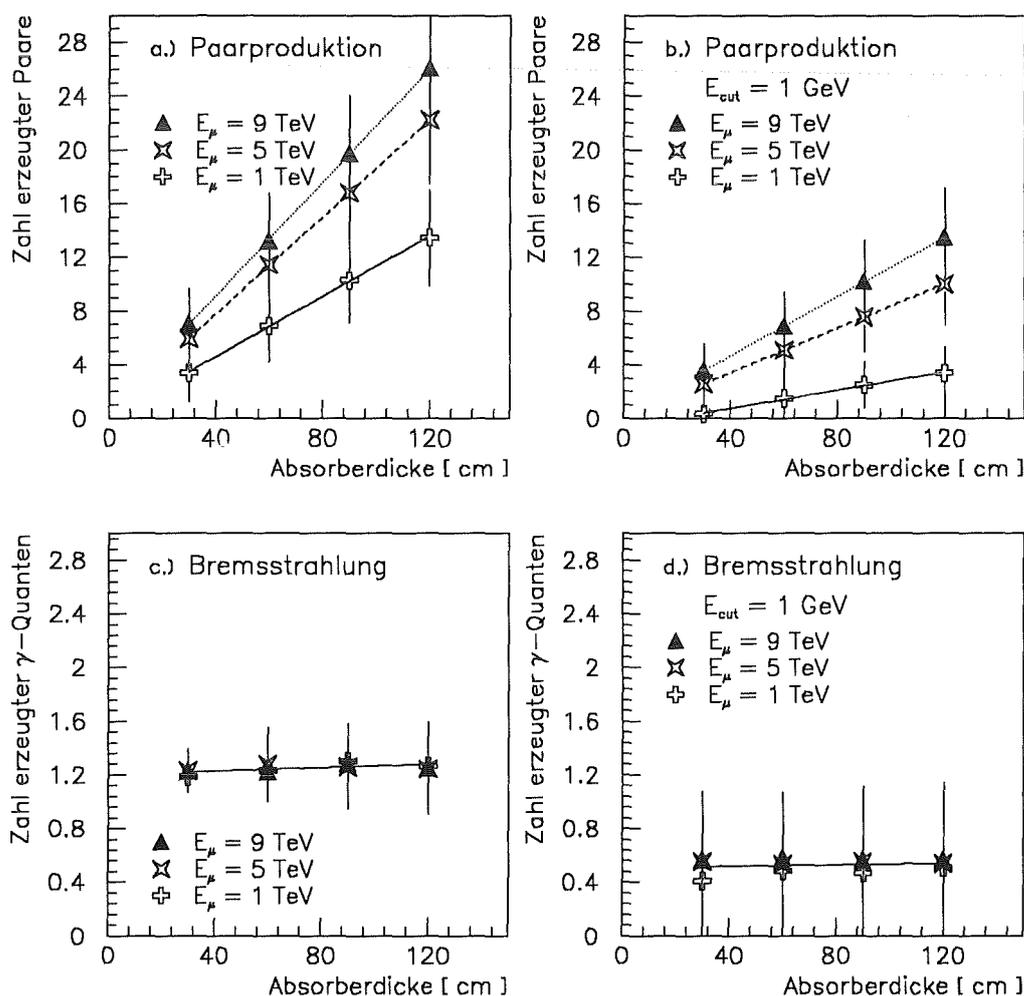


Abbildung 4.10: Die Zahl der Sekundärteilchen, die ein Myon in Bleiabsorbern unterschiedlicher Dicke erzeugt.

Dargestellt sind Simulationsergebnisse für Paarproduktion und Bremsstrahlung, wobei nur Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen ein radiativer Energieverlust stattgefunden hat.

Selbst unter Berücksichtigung des steil abfallenden Energiespektrums ist es möglich, aufgrund der Häufigkeit, mit der hochenergetische Sekundärteilchen auftreten, Myonen mit einer Energie von 100 GeV und 1 TeV zu trennen. Aus Tabelle 4.3 kann man entnehmen, daß ein 1 TeV Myon in einem Absorber aus 120 cm Pb im Mittel etwa 3 e^+e^- -Paare erzeugt. Dagegen erzeugt im Mittel nur jedes dritte Myon mit einer Energie von 100 GeV bei dieser Absorberdicke überhaupt 1 Sekundärteilchen oberhalb von 1 GeV, so daß die Abstrahlung von 3 Teilchen sehr unwahrscheinlich ist.

In Abbildung 4.10 wird gezeigt, wie sich die Dicke des Bleiabsorbers auf die Produktion von Sekundärteilchen auswirkt. Dabei werden Paarproduktion und Bremsstrahlung einander gegenübergestellt. Es werden jedoch nur Ereignisse berücksichtigt, in denen ein solcher Prozeß stattgefunden hat. In Abbildung 4.10 a und b ist die Zahl der von einem Myon in Absorbern verschiedener Dicke erzeugten Elektron-Positron-Paare dargestellt. Wie man sieht, wächst die Anzahl der abgestrahlten Paare mit steigender Absorberdicke sehr stark linear an. Aus der Anpassung einer Geraden an die Datenpunkte ergeben sich für die Steigung und den Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden die in Tabelle 4.4 zusammengefaßten Werte.

| <i>Energie</i> | 1 TeV | 5 TeV | 9 TeV |
|--------------------------------------|--------------------------------|-------------------|-------------------|
| <i>Paarproduktion</i> | | | |
| Steigung [cm^{-1}] | 0.112 ± 0.001 | 0.18 ± 0.001 | 0.212 ± 0.001 |
| Achsenabschnitt | 0.06 ± 0.035 | 0.53 ± 0.01 | 0.604 ± 0.001 |
| <i>Paarproduktion oberhalb 1 GeV</i> | | | |
| Steigung [cm^{-1}] | 0.034 ± 0.01 | 0.083 ± 0.001 | 0.11 ± 0.001 |
| Achsenabschnitt | 0.01 ± 0.01 | 0.093 ± 0.03 | 0.28 ± 0.03 |
| <i>Bremsstrahlung</i> | | | |
| Steigung [cm^{-1}] | $(5.1 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$ | | |
| Achsenabschnitt | 1.2 ± 0.02 | | |
| <i>Bremsstrahlung oberhalb 1 GeV</i> | | | |
| Steigung [cm^{-1}] | $(2.6 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$ | | |
| Achsenabschnitt | 0.5 ± 0.03 | | |

Tabelle 4.4: Die Teilchenzahl als Funktion der Absorberdicke. Die Tabelle enthält die Ergebnisse einer Geradenanpassung.

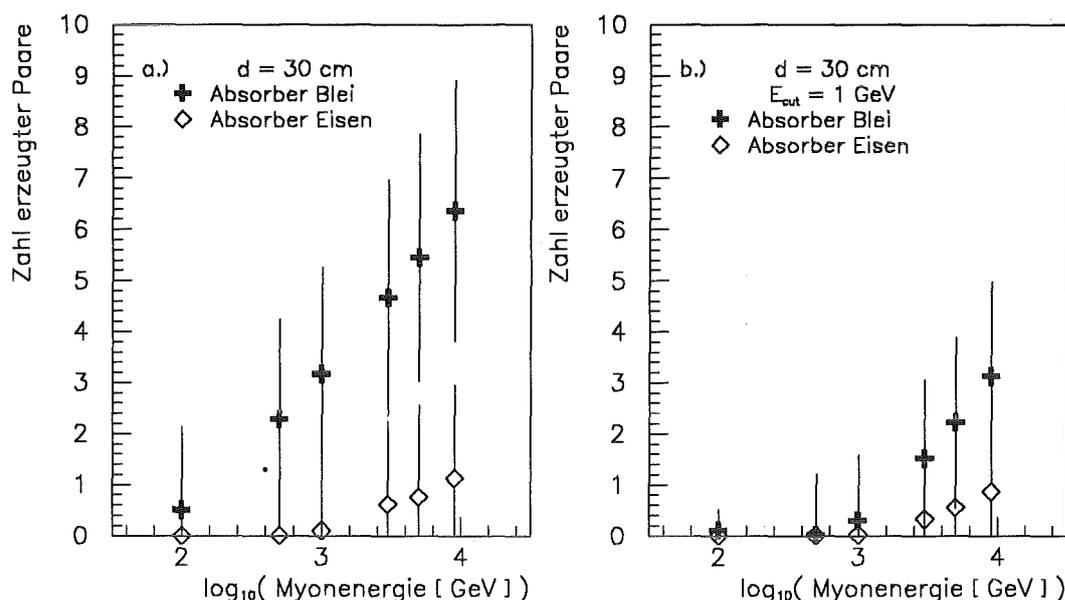


Abbildung 4.11: Vergleich der Zahl der bei verschiedenen Energien erzeugten Paare in 30 cm Blei und Eisen.

Dagegen steigt die Zahl der Photonen, die durch Myonbremsstrahlung erzeugt werden, wie aus Abbildung 4.10 c und d zu entnehmen ist, bei Absorberdicken zwischen 30 cm und 120 cm nur sehr wenig an. Auch für diese Datenpunkte wurde eine Ausgleichsgerade berechnet, deren Werte ebenfalls in Tabelle 4.4 zu finden sind. Wie diese Rechnungen ergeben, werden bei den betrachteten Absorbern im Mittel 1.2 Photonen oberhalb von 2 MeV abgestrahlt, während oberhalb einer Schwelle von 1 GeV nur noch jedes zweite Myon ein γ -Quant erzeugt. Außerdem zeigt die Ausgleichsrechnung, daß die Zahl der Photonen, die ein Myon abstrahlt, mit zunehmender Absorberdicke nur sehr langsam ansteigt. Um im Mittel 2 Photonen zu erhalten, wäre nach diesen Ergebnissen ein Bleiabsorber von 60 m Länge erforderlich.

In Abbildung 4.11 ist als Funktion der Myonenergie die Zahl der Elektron-Positron-Paare dargestellt, die ein Myon in 30 cm Blei bzw. Eisen erzeugt. Auch in diesem dünneren Absorber ist der in Abbildung 4.8 beobachtete logarithmische Zusammenhang zwischen der Myonenergie und Anzahl der Paare noch zu sehen. Im Mittel werden jedoch nur etwa ein Viertel der bei einer Absorberdicke von 120 cm erzeugten Teilchen produziert. Dies bedeutet, daß ein 9 TeV Myon in Blei im Mittel insgesamt immer noch etwa 7 Paare erzeugt, während der Mittelwert für Eisen bei nur zwei Paaren liegt. Bei der Beschränkung auf hochenergetische Sekundärteilchen werden selbst in Blei nur noch sehr wenige Paare

erzeugt, wie in Abbildung 4.11 b zu sehen ist. Im Mittel strahlen erst Myonen oberhalb von 2 TeV mehr als 1 e^+e^- Paar ab, wogegen nur noch jedes zehnte 100 GeV Myon bei dieser Absorberdicke ein Paar produziert.

Diese Betrachtungen lassen den Schluß zu, daß mit einem Absorber aus Blei die Bestimmung der Energie hochenergetischer Myonen aufgrund von Paarproduktion möglich ist.

Kapitel 5

Das Detektorsystem

Zur Messung der Energie von horizontalen Myonen wurde ein System aus mehreren Detektoren aufgebaut, dessen einzelne Komponenten folgende Aufgaben haben:

- Messung der Energie von elektromagnetischen Schauern, die durch direkte Paarproduktion oder Bremsstrahlung hochenergetischer Myonen in einem Blei-TMS-Kalorimeter ausgelöst werden.
- Messung des Energieverlustes durch Ionisation in einer Ionisationskammer. Dieser Detektor erlaubt aufgrund eines hohen Signals minimalionisierender Teilchen eine gute Erkennung von Myonspuren und somit eine ausreichende Untergrundunterdrückung.
- Bestimmung des Zenitwinkels und Trigger für den Start der Datennahme nach einem Teilchendurchgang durch die Detektoren. Hierfür ist vor allem ein schnelles Signal erforderlich, das von einer Matrix von 9 geeignet aufgebauten Szintillationszählern T1-T9 geliefert wird. Zur Unterdrückung von Luftschauern werden 4 weitere Szintillationszähler A1-A4 als Antikoinzidenz betrieben.

Der gesamte Meßaufbau ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektorsystems näher beschrieben.

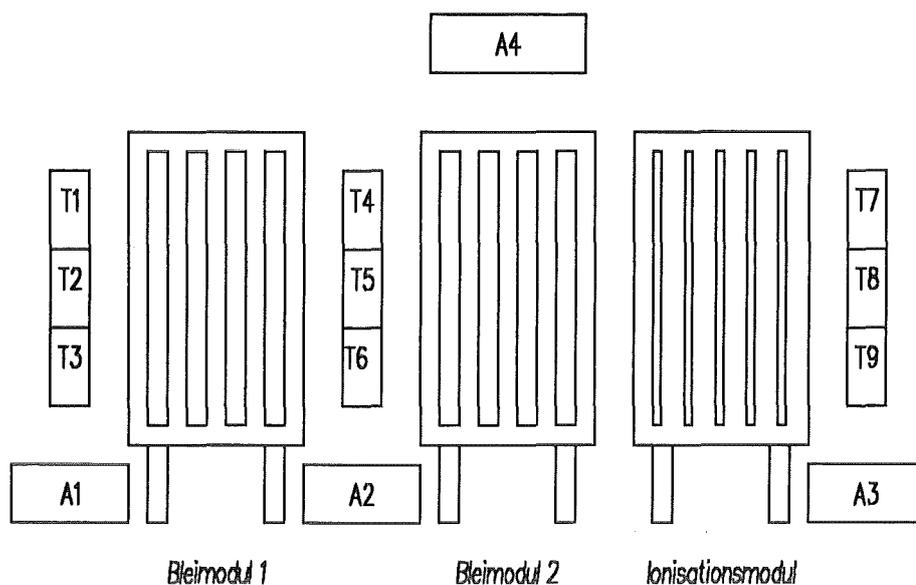


Abbildung 5.1: Die Meßanordnung.

T1 – T9 sind die Szintillationszähler, die die verschiedenen Triggerebenen bilden. A1 – A4 sind Antikoinzidenz – Zähler.

5.1 Das Bleikalorimeter

Zum Nachweis hochenergetischer Myonen wird ein Sampling-Kalorimeter mit Streifenauslese verwendet. Der verwendete Bleiabsorber dient dabei gleichermaßen zur Erzeugung der Sekundärteilchen wie zu deren Nachweis durch die von ihnen ausgelösten Schauer.

Zwischen den einzelnen Absorberlagen werden als aktive Komponenten Flüssigkeits-Ionisationskammern eingesetzt, aus deren Signal Informationen über die Energie der elektromagnetischen Schauer gewonnen werden. Als Ionisationsmedium dient TMS. Aufgrund der Ladungsausbeute sowie einer hohen Beweglichkeit freier Elektronen, die zu einem schnellen Signalanstieg führt, ist TMS von allen möglichen vergleichbaren Verbindungen am besten für den Einsatz in Ionisationskammern geeignet.

Wie bei kryogenen Kalorimetern, in denen zum Beispiel verflüssigte Edelgase wie LAr und LXe als aktive Medien eingesetzt werden, ist der Detektor nach dem „Swimming-pool-Prinzip“ aufgebaut; das heißt, die gesamte Struktur wird in einen Tank eingebaut, der später mit Flüssigkeit geflutet wird. Der Vorteil gegenüber der im Hadronkalorimeter von KASCADE angewendeten Technik, einzelne Kammern zwischen den Absorber zu plazieren, ist die kompaktere Bauweise. Außerdem läßt sich in einem Tank die Reinheit

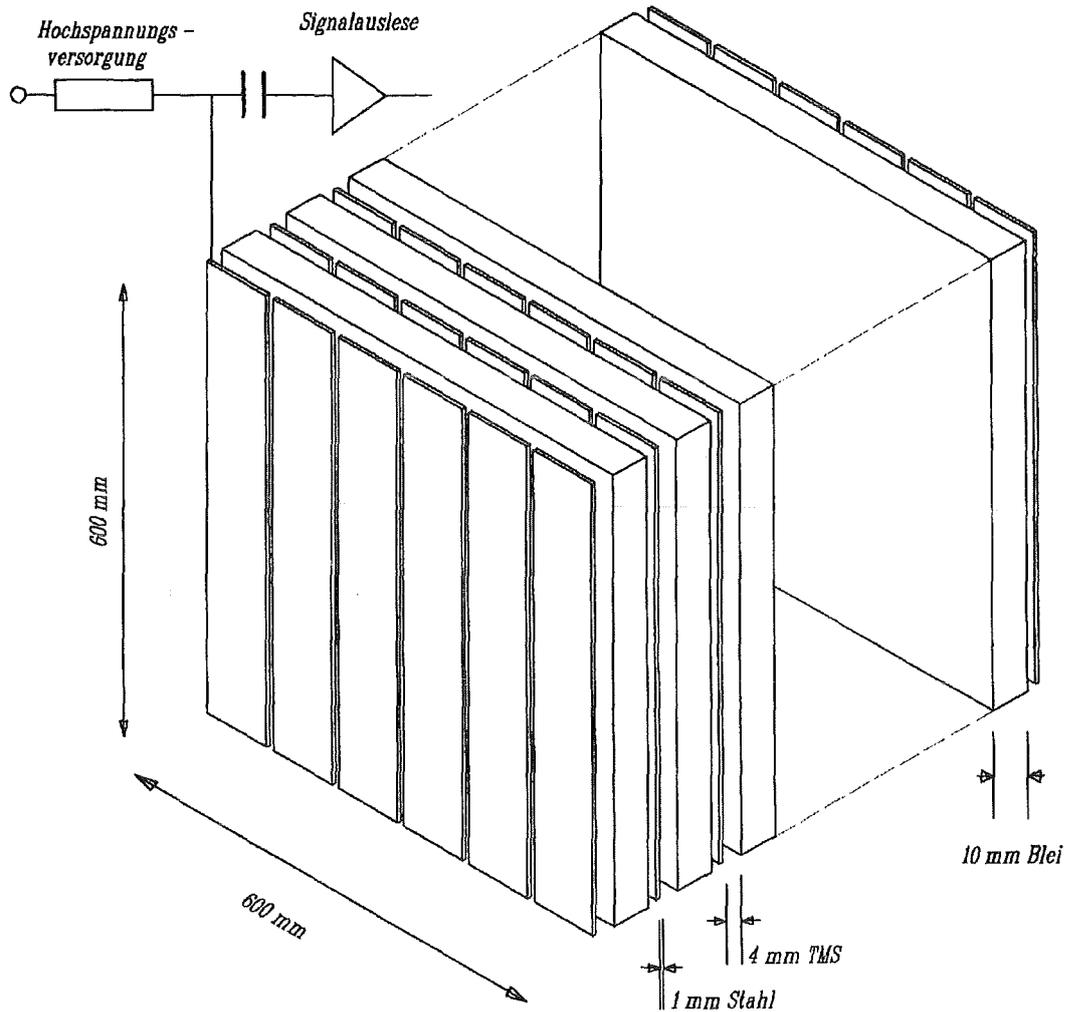


Abbildung 5.2: Der Aufbau des Blei-TMS-Kalorimeters.

des Ionisationsmediums mit einem Monitorsystem überwachen und die Flüssigkeit im Bedarfsfall einfach austauschen.

Abbildung 5.2 zeigt eine schematische Darstellung vom Aufbau des Bleikalorimeters. Der Absorber besteht aus 30 Lagen Kalorimeter-Blei mit einem Zusatz von 4 % Antimon, deren Abmessungen 60 cm · 60 cm · 1 cm betragen. Die Montage der Platten erfolgte in 2 Behältern, die aus einem früheren Experiment übernommen wurden. Tabelle 5.1 gibt die wesentlichen Daten des Aufbaus wieder.

Die für ein elektromagnetisches Kalorimeter große Absorberdicke ergibt sich aus den speziellen Aufgaben, die dieses Kalorimeter hat:

| Material | Dicke [cm] | Dicke [X_0] | Gewicht [kg] |
|--------------------------|--------------|-----------------|----------------|
| <i>Einzellage</i> | | | |
| TMS | 0.8 | 0.015 | 1.78 |
| Pb | 1.0 | 1.79 | 40.86 |
| Fe | 0.1 | 0.056 | 2.65 |
| <i>Gesamtkalorimeter</i> | | | |
| TMS | 27.6 | 0.53 | 75. |
| Pb | 30.0 | 53.6 | 1225. |
| Fe | 4.4 | 2.47 | 116. |

Tabelle 5.1: Die Abmessungen und das Gewicht der aktiven und passiven Lagen des Kalorimeters.

- Abstrahlung von möglichst vielen hochenergetischen Elektron-Positron-Paaren. Dies erfordert nach Abbildung 4.10 eine möglichst große Absorberdicke. Gleichzeitig muß für die Rekonstruktion der Spur durchgehender Myonen das Signal minimalisierender Teilchen in den aktiven Lagen des Detektors nachweisbar sein.

Abbildung 5.3 vergleicht als Funktion des Elektrodenabstandes das von Myonen in einer aktiven Ebene des Kalorimeters zu erwartende Signal mit dem elektronischen Untergrundrauschen. Der Elektrodenabstand von 4 mm, der im Bleikalorimeter gewählt wurde, führt nach dieser Abbildung auf ein Signal : Untergrund-Verhältnis von 2:1. Damit ist es möglich, aus dem Signal der einzelnen Kanäle die Spur eines Myons zu rekonstruieren. Eine weitere Randbedingung stellen die Tankabmessungen dar, die die Länge des Kalorimeters begrenzen. Aus der Berücksichtigung dieser Randbedingungen ergibt sich, daß die einzelnen Absorberlagen eine gegenüber anderen Kalorimetern große Dicke aufweisen müssen.

- Ausreichender Nachweis von elektromagnetischen Schauern entlang der Myonspur. Diese Forderung führt zu einer Begrenzung der maximalen Dicke der einzelnen Absorberlagen, da sich ein Schauer durch Teilchenzahlverdopplung in der Anfangsphase sehr schnell entwickelt, während die Schauerkurve nach dem Maximum exponentiell abfällt.

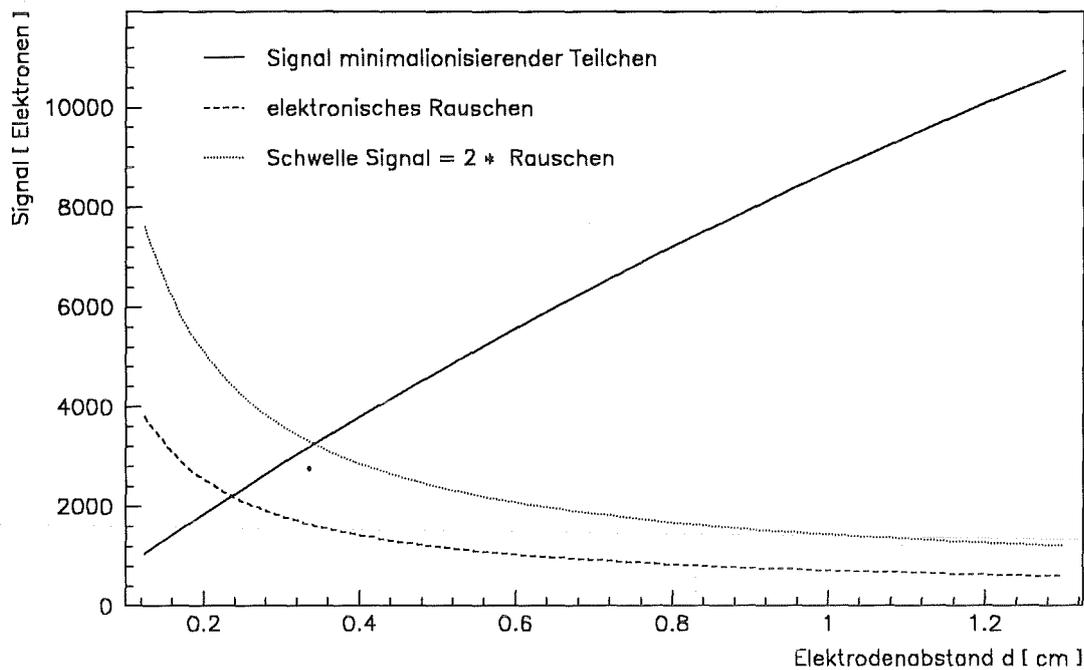


Abbildung 5.3: Vergleich zwischen dem zu erwartenden Myonsignal und dem elektronischen Untergrund. Beide Signale sind für die Elektrodengeometrie des Bleikalorimeters als Funktion des Elektrodenabstands berechnet. Bei der Berechnung des Myonsignals wurde eine Feldstärke von 10 kV/cm zugrunde gelegt und die Auswirkung von Verunreinigungen berücksichtigt.

Die Länge eines Schauers läßt sich nach einer von U. Amaldi [49] angegebenen Formel für die Tiefe, bei der 50 % der Energie E_0 deponiert werden, abschätzen.

$$t_{50\%} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + c$$

Dabei ist t die Eindringtiefe des Schauers in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Der Parameter c hat für Elektronen einen Wert von 0.4, für Photonen beträgt er 1.1. Die Gesamtlänge eines Schauers wird analog definiert als $t_{98\%}$ und beträgt etwa $3 t_{50\%}$. Die Eindringtiefe eines Schauers hängt somit nur logarithmisch von der Energie ab. Für einen 1 GeV Schauer ergibt sich in Blei $t_{50\%} \simeq 5.4 X_0$, das entspricht einer Tiefe von 3 cm, für einen 10 GeV Schauer beträgt $t_{50\%}$ 4 cm.

Um die Energie eines Schauers zu bestimmen, ist es wichtig, die Schauerkurve als Ganzes zu messen und besonders die Anfangsphase, in der innerhalb weniger Zentimeter hohe Energiedepositionen stattfinden, möglichst gut zu erkennen. Daher darf die Dicke einer

Absorberlage 1 cm nicht wesentlich übersteigen, so daß ein elektromagnetischer Schauer auch in der Anfangsphase 4-5 aktive Lagen durchdringt und somit gut rekonstruiert werden kann. Auch K. Moe [50] kommt bei Überlegungen für ein Burstkalorimeter mit einem 25 m langen Bleiabsorber zu diesem Resultat.

Das Signal wird in jeder TMS-Lage auf 6 streifenförmige, $10 \cdot 60 \text{ cm}^2$ große Edelstahlelektroden gesammelt, die auf negativer Hochspannung liegen. Von den Streifen, deren Positionierung durch Teflonteile erfolgt, wird das Signal durch Keramikkondensatoren, die sich in der Flüssigkeit befinden, ausgekoppelt und mit Vorverstärkern direkt auf dem Deckel jedes Moduls ausgelesen. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus findet sich bei R. Trezeciak [48].

Vor der Montage wurden die einzelnen Komponenten des Detektors einer chemischen Reinigung in einem alkalischen Bad, mit destilliertem Wasser sowie mit Reinstwasser einer Leitfähigkeit von $18 \text{ M}\Omega\text{cm}$ unterzogen, die unter der Einwirkung von Ultraschall stattfand, um Rückstände von den vorangegangenen mechanischen Bearbeitungsschritten zu entfernen. Die so gereinigten Teile wurden bei etwa 150°C in einem Heißluftofen getrocknet und staubfrei bis zum Einbau gelagert. Die Reinigung der Bleiplatten erfolgte ohne Ultraschallbehandlung, da diese die gewalzten Oberflächen des weichen Materials zerstört.

Voruntersuchungen, bei denen in einer kleinen Ionisationskammer die Verunreinigung von TMS durch unterschiedlich behandelte Bleiprobe gemessen wurde, haben gezeigt, daß eine weitere Behandlung der chemisch gereinigten Bleioberflächen mit Phosphorsäure oder andern Chemikalien, die eine Passivierung bewirken sollen, gegenüber dieser Reinigung keine Verbesserung mehr bringt.

Gasförmige Verunreinigungen sowie Dämpfe von Wasser und Alkohol in den Tanks wurden nach der Endmontage durch mehrtägiges Evakuieren bis in den Ultrahochvakuum-Bereich entfernt, wobei ein Enddruck von etwa $2 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht wurde. Die bei der Kontrolle der Dichtigkeit gemessene He-Leckrate war kleiner als $2 \cdot 10^{-9}$ mbarℓ/s. Restverunreinigungen an den Oberflächen sowie Staubteilchen, die bei der Montage in die Tanks gelangten, konnten durch mehrfaches Spülen mit TMS beseitigt werden.

5.2 Die Energieeichung des Bleikalorimeters

Um aus der Energiedeposition in den aktiven Lagen die Energie eines elektromagnetischen Schauers bestimmen zu können, muß das Verhältnis zwischen der im aktiven Medium de-

ponierten Energie E_{vis} und der Gesamtenergie E_0 bestimmt werden. Diese Energiegleichung des Bleikalorimeters erfolgte anhand von Simulationsrechnungen mit GEANT 3.14. Dabei wurde sowohl die Linearität des Signalverhaltens als auch die Energieauflösung für Schauer im Energiebereich zwischen 0.5 GeV und 20 GeV untersucht.

Es ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen der Gesamtenergie eines Schauers E_0 und der im TMS deponierten Energie E_{vis} :

$$\frac{E_{vis}}{E_0} = (4.5 \pm 0.12) \cdot 10^{-2} \quad .$$

Für die Energieauflösung erhält man die für ein Sampling-Kalorimeter erwartete Energieabhängigkeit:

$$\frac{\sigma}{E_{vis}} = \frac{(20.5 \pm 0.5)\%}{\sqrt{E_0}}$$

Del Peso et al. [51] haben anhand von Simulationsrechnungen mit dem Monte-Carlo-Programm EGS4 eine Parametrisierung der Abhängigkeit der Energieauflösung von der Geometrie eines Detektors vorgenommen, aus der sich folgender Zusammenhang der Größen ergibt:

$$\frac{\sigma}{E_{vis}} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{E_0}} \cdot \left(\frac{t}{X_t}\right)^\alpha \cdot \left(\frac{s}{X_s}\right)^{-\beta} \quad .$$

Dabei sind t und X_t die Dicke und die Strahlungslänge des Absorbers und s und X_s die Dicke und die Strahlungslänge des aktiven Mediums. σ_0 , α und β sind Parameter, die durch die Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt wurden. Eine Abschätzung ergibt für das Bleikalorimeter eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma}{E_{vis}} = \frac{19.84\%}{\sqrt{E_0}} \quad .$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit der aus GEANT3.14 bestimmten Energieauflösung.

5.3 Der Ionisationsdetektor

In einem weiteren Detektor, der zusätzlich zu den beiden Modulen des Bleikalorimeters aufgebaut wurde, sollen die Energieverluste von Myonen durch Ionisation in TMS untersucht werden. Für diese Untersuchungen ist ein hohes Signal minimalionisierender Teilchen und ein möglichst geringes Rauschen notwendig. Damit ist auch eine sehr gute

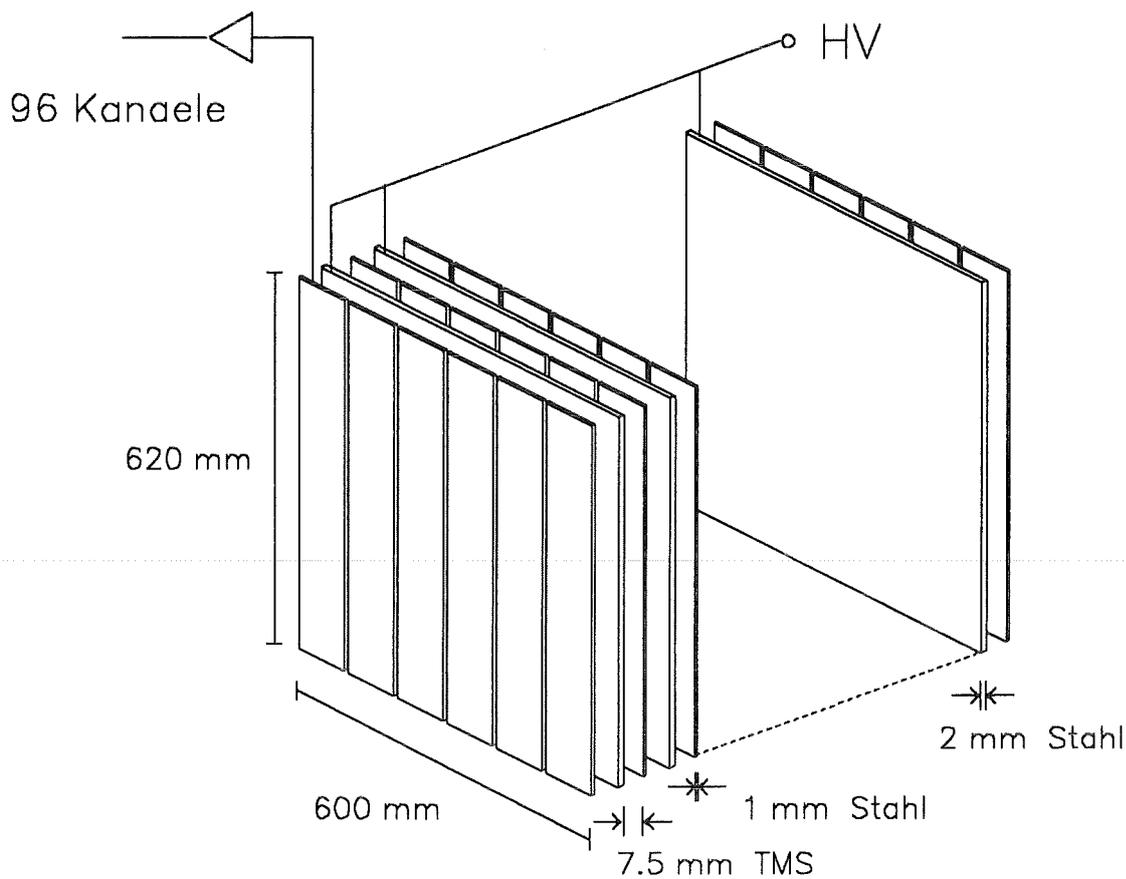


Abbildung 5.4: Der Aufbau des Ionisationsdetektors.

Erkennung der Spur eines Myons möglich. Zur Messung dieses Energieverlustes wird der in Abbildung 5.4 dargestellte Detektor aus 16 Lagen von Ionisationskammern verwendet, der im Aufbau dem Bleikalorimeter ähnlich ist und von J. Unger [52] ausführlich beschrieben wird. Tabelle 5.2 enthält die Dicke und das Gewicht der einzelnen Lagen sowie des gesamten Detektors.

Um das Auftreten von radiativen Prozessen zu unterdrücken, die den Energieverlust durch Ionisation überdecken würden, müssen die Elektroden, die gleichzeitig als Absorber wirken, möglichst dünn gewählt werden. Ideal wären für diesen Detektor metallbedampfte Folien, die allerdings zu Verunreinigungen im TMS führen. Daher werden aus Gründen der Verträglichkeit mit TMS und der mechanischen Stabilität Edelstahlelektroden von 1 mm und 2 mm Stärke verwendet.

Auch in diesem Detektor erfolgt die Signalauslese an $10 \cdot 60 \text{ cm}^2$ großen, streifenförmigen Elektroden, die als Kathoden dienen, während die Anoden aus $60 \cdot 60 \text{ cm}^2$ großen

| Material | Dicke [cm] | Dicke [X_0] | Gewicht [kg] |
|--------------------------|--------------|-----------------|----------------|
| <i>Einzellage</i> | | | |
| TMS | 1.5 | 0.029 | 3.34 |
| Fe | 0.3 | 0.170 | 7.95 |
| <i>Gesamtkalorimeter</i> | | | |
| TMS | 25. | 0.47 | 55. |
| Fe | 5.5 | 3.16 | 145. |

Tabelle 5.2: Die Dicke und das Gewicht der aktiven und passiven Lagen des Ionisationsdetektors.

Edelstahlplatten bestehen, deren Dicke von 2 mm die gesamte Struktur mechanisch stabilisiert. Der Abstand zwischen Anoden und Kathoden beträgt 0.75 cm. Dies führt nach Abbildung 5.3 zu einem Signal : Untergrund- Verhältnis von etwa 6 : 1. Damit ist das Signal minimalionisierender Teilchen in jedem einzelnen Kanal deutlich zu erkennen und die Spur eines durchgehenden Teilchens kann eindeutig identifiziert werden.

Aufgrund der großen Elektrodenabstände mußte der Detektor für Betriebsspannungen bis zu 16 kV ausgelegt werden, um für die Signalauslese gleiche Pulsanstiegszeiten zu erzielen wie im Bleikalorimeter. Daher liegen die Signalelektroden auf Erdpotential, so daß die Signalauslese hochspannungsfrei erfolgen kann (siehe Abbildung 5.4), während die Edelstahlplatten auf Hochspannung liegen.

Die Isolation der Plattenstruktur erfolgt durch Teflonhalterungen an den Seitenwänden und Auflagen aus dem Hartkunststoff PEEK, der nach Ergebnissen der WALIC-Kollaboration [53] mit TMS verträglich ist. Die Reinigung der einzelnen Detektorkomponenten erfolgte nach dem gleichen Verfahren wie bei den beiden Modulen des Bleikalorimeters.

5.4 Das Monitorsystem zur Überwachung der Signalstabilität

Die Kontrolle der Signalstabilität im Langzeitbetrieb ist bei jedem Detektorsystem von großer Wichtigkeit. Die Hauptursache für Signalverluste beim Betrieb von Flüssigkeits-

Ionisationskammern ist der Einfang von Ionisationselektronen an elektronegativen Verunreinigungen in der Flüssigkeit. Dies führt zur Bildung von elektronegativen Ionen, deren Driftgeschwindigkeit um 4 - 5 Größenordnungen kleiner ist als die freier Elektronen. Damit gehen diese Elektronen einer schnellen Ladungssammlung verloren.

Die Verunreinigungen desorbieren teilweise von den gereinigten Oberflächen der Bauteile, gelangen aber auch erst langsam durch Diffusion aus tieferen Schichten an die Materialoberfläche.

Eine Möglichkeit zur Überwachung dieser Ladungsverluste ist beispielsweise der Vergleich des Signals einzelner minimalionisierender Teilchen mit dem theoretischen Wert. Aus der Differenz ergibt sich Verunreinigungskonzentration. Allerdings ist diese Methode gerade bei horizontalen Myonen aufgrund des geringen Teilchenflusses sehr langwierig.

In den 3 Detektormodulen wird die Kontrolle der Reinheit mit Hilfe einer kleinen Ionisationskammer durchgeführt, die zusätzlich zu der eigentlichen Detektorstruktur in den einzelnen Tanks eingebaut ist. In ihr wird das definierte Signal eines Eichpräparates als Referenz überwacht. Als Eichpräparat wird eine ^{207}Bi -Quelle eingesetzt, deren Energiespektrum zwei Konversionslinien mit Energien von 976 keV und 448 keV aufweist. Aus dem Vergleich der für diese Referenzmarken gemessenen Pulshöhe mit dem theoretisch zu erwartenden Wert kann die Lebensdauer τ freier Ladungsträger, das ist die Zeit bis zum Einfang durch Verunreinigungen, sowie die Konzentration an elektronegativen Verunreinigungen im TMS bestimmt werden. Die Verunreinigungskonzentration wird üblicherweise in äquivalenten Beimengungen von Sauerstoff angegeben. Einer Lebensdauer von 1 μsec entspricht eine Verunreinigungskonzentration von 225 ppb O_2 -Äquivalent.

Abbildung 5.5 zeigt die zeitliche Änderung der Lebensdauer freier Ladungsträger im Ionisationsmedium sowie die daraus resultierende Zunahme der Verunreinigungen in den beiden Modulen des Bleikalorimeters. Wie man sieht, nimmt die Verunreinigungskonzentration in beiden Kalorimetermodulen nur sehr langsam zu, im Mittel ergeben sich für die beiden Module des Bleikalorimeters die folgenden Werte:

$$\text{Modul 1} \quad \Delta n_V = 0.67 \text{ppb/Tag}$$

$$\text{Modul 2} \quad \Delta n_V = 0.56 \text{ppb/Tag}$$

Eine mögliche Erklärung für die Zunahme der Verunreinigung in den Kalorimetern sind Ausgasungen aus der Kunststoff-Isolation der Kabel, die zur Hochspannungsvorsorgung verwendet werden. Eine weitere mögliche Verunreinigungsquelle stellen die Ab-

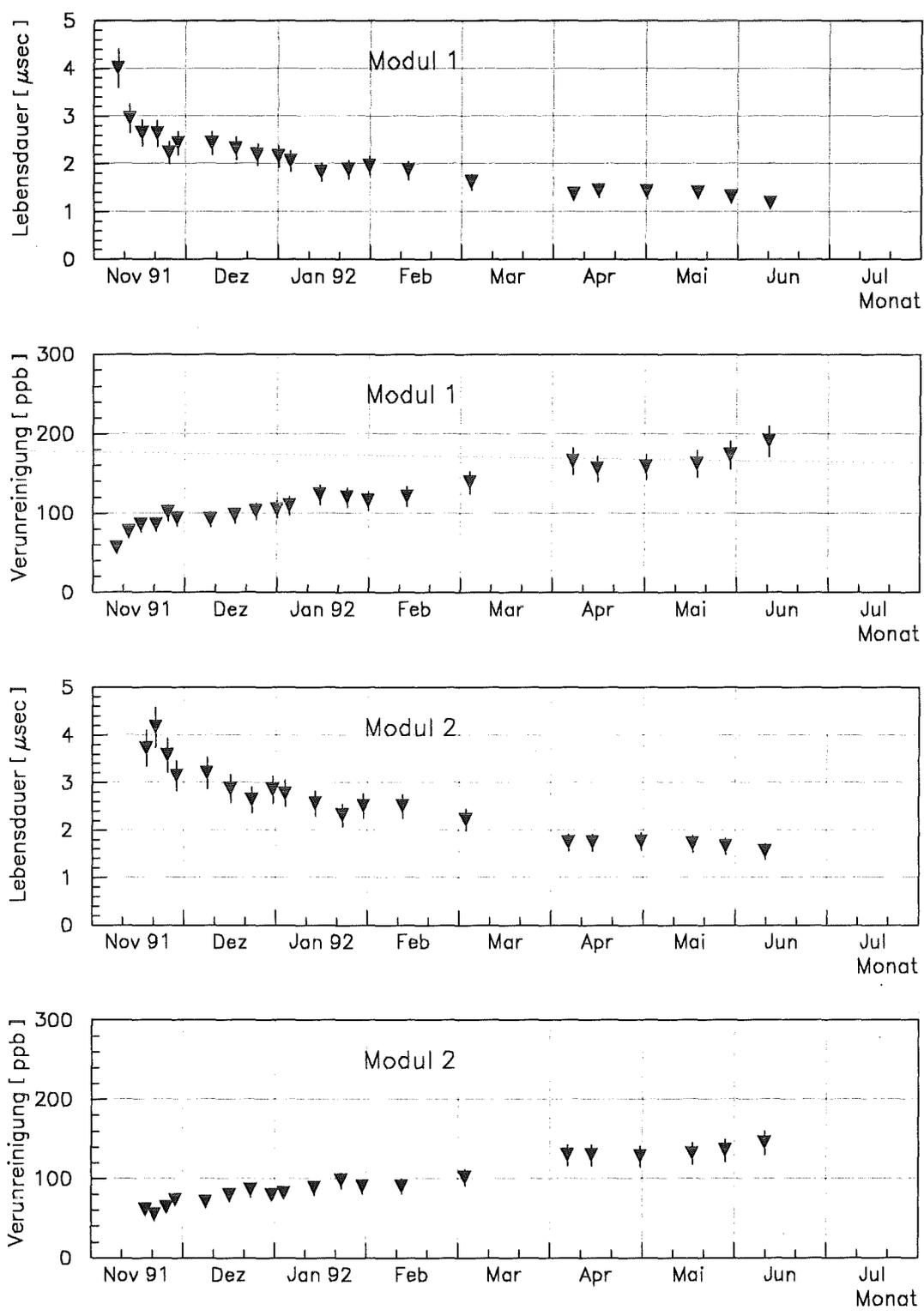


Abbildung 5.5: Die Abnahme der Lebensdauer freier Ladungsträger sowie die Zunahme der Verunreinigungskonzentration in den Bleikalorimetern

standsstücke aus Teflon dar. Untersuchungen über die Verträglichkeit von TMS und Teflon, die von Aubert et al. (WALIC - Kollaboration) [53] durchgeführt wurden, haben innerhalb kurzer Zeit nach dem Kontakt mit Teflonoberflächen eine drastische Signalabnahme im TMS ergeben. Diese starke Beeinflussung der Reinheit von TMS durch Teflon kann mit unseren Messungen jedoch nicht bestätigt werden.

Aus dem Verhältnis der Lebensdauer τ und der maximalen Driftzeit t_d der Ladungsträger im Ionisationsmedium zwischen den Elektroden läßt sich der Signalverlust infolge der Verunreinigungen durch folgende Funktion

$$f(\tau, t_d) = 2 \frac{\tau}{t_d} \left[1 - \frac{\tau}{t_d} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t_d}{\tau}\right) \right) \right]$$

korrigieren.

Der große Vorteil dieser Signaleichung mit einer Bi^{207} -Quelle ist die unabhängige Kontrolle des Detektors während der Datennahme, die gerade bei langen Meßzeiten wichtig ist. Außerdem können technische Fehler im Aufbau wie beispielsweise kleine Leckagen der Tanks anhand plötzlicher Signalabnahmen schnell erkannt werden.

5.5 Die Auslese-Elektronik

Die Signalauslese des Bleikalorimeters und des Ionisationsdetektors, die insgesamt 288 elektronische Kanäle umfaßt, ist in Abbildung 5.6 schematisch dargestellt und entspricht der Auslese, die im CELLO LAr-Kalorimeter [54] verwendet wurde.

Typische Signale aus den TMS-Detektoren liegen im fC-Bereich und sind daher sehr empfindlich auf Störungen. Deshalb wird das Signal aus dem Detektor in der Eingangsstufe eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers direkt auf dem Detektor integriert und verstärkt. So können Einstreuungen bei der Signalführung minimiert werden. Die zweite Stufe des Vorverstärkers bildet ein aktives Filter, in dem langsam ansteigende Pulse, wie sie beispielsweise durch die Drift von Ionen im Detektor entstehen, aber auch Störsignale durch mehrfache Differentiation und Integration unterdrückt werden. Das verstärkte Signal kann nun problemlos über größere Entfernungen zum Hauptverstärker übertragen werden.

Im Hauptverstärker erfolgt die endgültige Pulsformung und Signalverstärkung in einer weiteren aktiven Filterstufe. Das so geformte Signal wird in einem Sample-and-Hold-Kondensator gespeichert. Durch ein gemeinsames Vergleichssignal werden alle Kanäle parallel digitalisiert und seriell über Multiplexer ausgelesen.

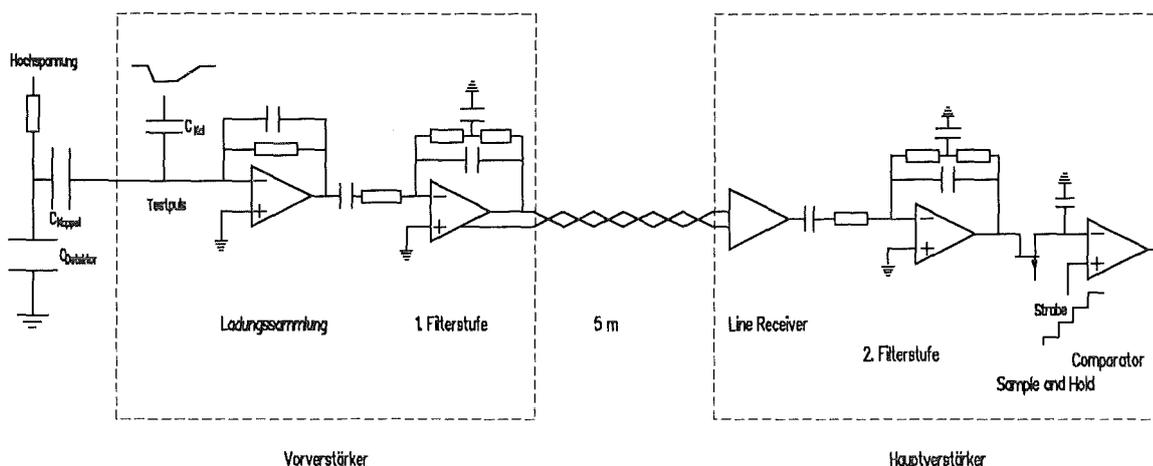


Abbildung 5.6: Das Blocksaltbild eines Auslesekanals.

Durch Variation der Filterstufe im Hauptverstärker wurde die Signalverstärkung an die Aufgabe der einzelnen Detektoren angepaßt. Für die Auslese des Ionisationsdetektors wurde ein Verstärkungsfaktor gewählt, der auch bei kleinen Signalen eine gute Signalaufösung ermöglicht. Damit wird eine Sättigungspulshöhe erreicht, die einer maximal nachweisbaren Ladung von 60 fC entspricht. Die Verstärkung der für die Auslese des Bleikalorimeters eingesetzten Elektronik ist dagegen so ausgelegt, daß der Nachweis hoher Signale, die von elektromagnetischen Schauern stammen, möglich ist. Da gleichzeitig das Signal minimalionisierender Myonen, das für die Rekonstruktion von Teilchenspuren verwendet wird, noch erkennbar sein soll, wurde der Verstärkungsfaktor so eingestellt, daß die Sättigungspulshöhe einer Ladung von 256 fC entspricht. Das gemessene Rauschen entspricht in den Bleimodulen einem RMS-Wert von 0.4 fC, im Ionisationsdetektor 0.28 fC.

5.6 Trigger und Datennahme

Neben den beiden Modulen des Bleikalorimeters und dem Ionisationsdetektor werden 3 Ebenen von Szintillationszählern als Trigger eingesetzt. Jede dieser Ebenen besteht aus 3 Plastik- Szintillatoren mit den Abmessungen $60 \cdot 20 \text{ cm}^2$ und einer Dicke von 2 cm. Die Signalauslese dieser Zähler erfolgt über Plexiglaslichtleiter und Photomultiplier an einer Schmalseite der Szintillatorplatten. Zum Start der Signalauslese der Kalorimetermodule wird ein externer Triggerpuls verwendet, der aus dem koinzidenten Signal dieser Szintillatorebenen gebildet wird.

Abbildung 5.7: Das Blockschaltbild der Triggerlogik.

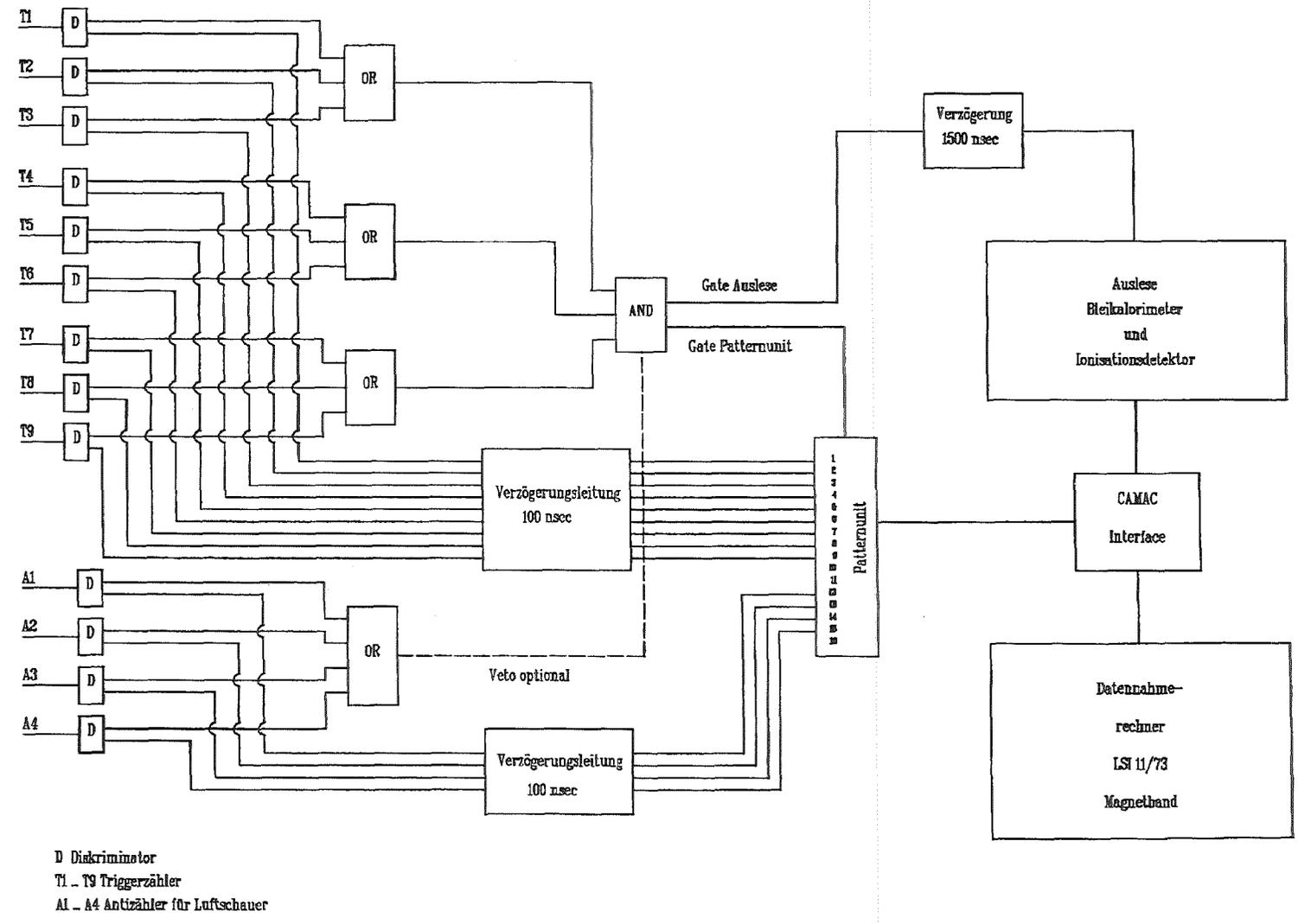


Abbildung 5.7 zeigt anhand des Blockschaltbildes der Triggerlogik, wie die Analogsignale aus den Szintillatoren zu einem Triggerpuls zusammengefaßt werden.

Das analoge Signal der einzelnen Triggerzähler wird auf einen Diskriminator gegeben. Die Eingangsschwellen der einzelnen Diskriminatorkanäle D sind so gewählt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Szintillationszähler für minimalionisierende Teilchen zwischen 98 % und 100 % liegt. Die Ausgangspulse dieser Diskriminatoren werden über ein logisches ODER zu 3 Ebenen zusammengefaßt, die wiederum in einer Koinzidenzschaltung mit einem logischen UND verknüpft werden. Das Ausgangssignal dieser Koinzidenzschaltung wird über eine digitale Verzögerungsschaltung zeitlich so verschoben, daß die Signalauslese im Pulsmaximum der Detektorsignale gestartet wird.

Neben der logischen Verknüpfung werden die Ausgangspulse der einzelnen Diskriminatoren in einer Patterneinheit gespeichert und zusammen mit den Daten aus den Detektoren auf Magnetband geschrieben. Dies ermöglicht bei der Auswertung die Rekonstruktion des horizontalen Einfallswinkels der Teilchen, die den Detektor durchquert haben.

Um zu vermeiden, daß Luftschauer, die mehrere Triggerzähler in den verschiedenen Ebenen auslösen, als horizontale Myonen mißidentifiziert werden, werden 4 weitere Szintillationsdetektoren als Antizähler unterhalb und oberhalb der Kalorimeter eingesetzt. Das Ansprechen dieser Antizähler wird ebenfalls in der Patterneinheit gespeichert und bei der Identifikation von Myonen berücksichtigt.

Zur Steuerung der Datennahme und der Signalauslese wird ein Prozeßrechner LSI 11/73 verwendet, der Datentransfer zum Rechner erfolgt über ein CAMAC-System.

Die erste Meßperiode fand ohne Ionisationsdetektor mit einem Aufbau statt, der ansonsten der in Abbildung 5.1 dargestellten Anordnung entsprach. Der Abstand zwischen den Triggerzählern der ersten und dritten Ebene, der die geometrische Akzeptanz mitbestimmt, betrug während dieser Meßperiode 175 cm. In der zweiten Meßperiode wurde der in Abbildung 5.1 dargestellte Aufbau verwendet, bei dem der Abstand der äußeren Triggerebenen 240 cm betrug.

Durch die Segmentierung der einzelnen Triggerebenen war für beide Meßperioden eine Untergliederung des überdeckten Zenitwinkels in 3 Winkelbereiche möglich, die zusammen mit dem mittleren Winkel und der geometrischen Akzeptanz in jedem Winkelbereich in Tabelle 5.3 aufgelistet sind.

Während der ersten Meßperiode wurden bei einer Gesamtdauer von 1700 Stunden etwa

| <i>Winkelbereich</i> | <i>mittlerer Winkel</i> | <i>geometrische Akzeptanz</i> |
|-----------------------|-------------------------|-------------------------------|
| <i>Meßanordnung 1</i> | | |
| 71.0° – 83.5° | 75.4° | 107.0 cm ² sr |
| 77.5° – 90.0° | 83.2° | 214.0 cm ² sr |
| 84.0° – 90.0° | 86.5° | 321.0 cm ² sr |
| <i>Meßanordnung 2</i> | | |
| 76.0° – 85.5° | 79.3° | 57.0 cm ² sr |
| 80.5° – 90.0° | 84.0° | 114.0 cm ² sr |
| 85.3° – 90.0° | 87.2° | 171.0 cm ² sr |

Tabelle 5.3: Die geometrische Akzeptanz in den möglichen Winkelbereichen.

450000 gültige Trigger aus einer Zweifachkoinzidenz zwischen Szintillationszählern der Triggerebenen 1 und 3 aufgezeichnet. Die Zahl der für diese Meßdauer zu erwartenden zufälligen Koinzidenzen zwischen den Triggerebenen betrug 1337, das entspricht 0.3 %.

In der zweiten Meßperiode mit einer Gesamtdauer von 1350 h wurde auch der Ionisationsdetektor in die Datennahme einbezogen. In dieser Zeit wurden insgesamt 160000 gültige Ereignisse registriert, wobei eine Dreifach – Koinzidenz aus allen drei Szintillatorebenen gefordert wurde, um den Anteil an Luftschauern, die zu einem Trigger führen, und an zufälligen Koinzidenzen zu senken.

Kapitel 6

Auswertung und Ergebnisse

6.1 Rekonstruktion von Einfallswinkel und Teilchenspuren

Zur Bestimmung des Zenitwinkels, unter dem ein Myon den Detektor durchquert hat, wird die Information aus den Szintillationszählern verwendet. Dabei werden Ereignisse, bei denen mehr als 7 der in Koinzidenz geschalteten Zähler oder alle 4 Antikoinzidenz-Zähler angesprochen haben, als Luftschauer verworfen. Aus der Kombination der Triggerzähler in der ersten und dritten Ebene wird der mittlere Einfallswinkel berechnet, unter dem das Teilchen den Detektor passiert hat. Haben in einer Ebene mehrere Trigger angesprochen, so wird zur Berechnung die Kombination verwendet, die den steilsten Einfallswinkel ergibt. Damit wird ausgeschlossen, daß Luftschauer, die nicht anhand der Triggersignatur erkannt werden, zu einer Fehlinterpretation als horizontale Myonen führen könnten.

Um Myonspuren aufzufinden, werden durch die Auslese-Elektroden, die in 6 nebeneinanderliegenden Gruppen angeordnet sind, $18 \cdot 18$ Trajektorien berechnet, die unter verschiedenen Azimutwinkeln durch den Detektor laufen. Eine Spur ist definiert, wenn entlang einer dieser Trajektorien mindestens 6 Kanäle in jedem der Kalorimetermodule sowie 10 Kanäle im Ionisationsmodul ein Signal oberhalb von 0.8 MeV aufweisen. Dies entspricht in den Bleimodulen einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von 1.33 und liegt nach Simulationsrechnungen etwa 20 % unter dem Signal, das von Myonen mit einer Energie von 5 GeV durchschnittlich in einem Kanal deponiert wird. Damit kann die Fehlerkennung von elektronischem Rauschen als Myonspur unterdrückt werden. Bei mehreren möglichen

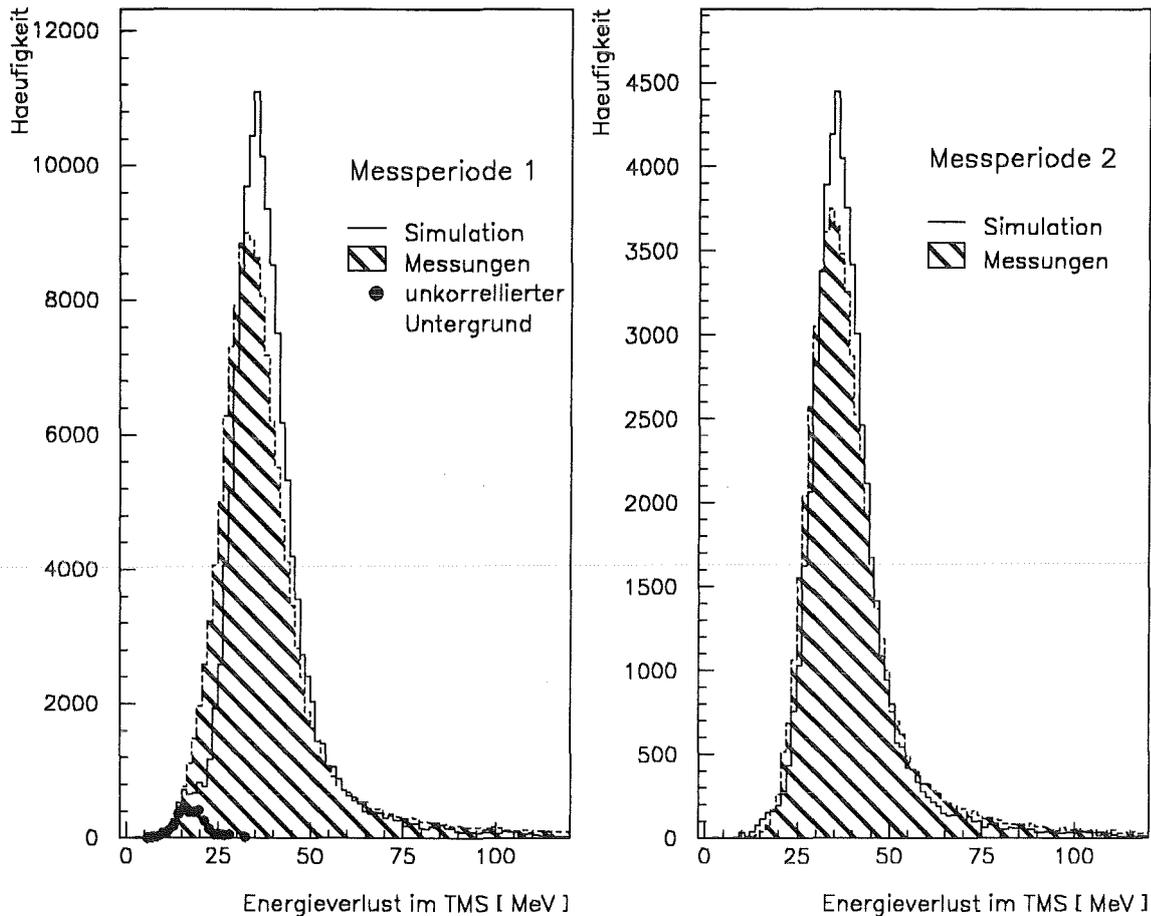


Abbildung 6.1: Der gemessene Energieverlust durch Ionisation entlang rekonstruierter Myonspuren im Bleikalorimeter.

Trajektorien wird diejenige mit der maximalen Energiedeposition gewertet.

Abbildung 6.1 zeigt die Energie, die entlang rekonstruierter Myonspuren in den beiden Modulen des Bleikalorimeters gemessen wurde. Wie man sieht, stimmen die Ergebnisse aus der zweiten Meßperiode gut mit den aus Simulationsrechnungen gewonnenen Verteilungen überein. Auch für die Daten der ersten Meßperiode ergibt sich eine qualitativ gute Übereinstimmung.

Anhand von Untergrundereignissen, die mit einem zufälligen Trigger aufgenommen wurden und nicht mit einem Teilchendurchgang im Detektor korreliert sind, wurde der Anteil von Spuren bestimmt, die durch elektronisches Rauschen zustande kommen. In den während der ersten Meßperiode aufgezeichneten Untergrundereignissen wurde in 0.5 % aller Fälle eine Spur rekonstruiert. Wie das linke Bild in Abbildung 6.1 zeigt, führen solche Ereignisse zu rekonstruierten Energien, die kleiner sind als das Signal, das von einem

Myon zu erwarten wäre. In den Daten der zweiten Periode ist, wie man im rechten Bild in Abbildung 6.1 sieht, dieser Untergrund deutlich reduziert, da aufgrund des hohen Signals im Ionisationsmodul eine Fehlerkennung von elektronischem Rauschen nahezu vollständig unterdrückt wird, wogegen die Spur eines Myons sicher erkannt werden kann.

6.2 Akzeptanz und Fluß von durchgehenden Teilchen

| Energie | Koinzidenz | rekonstruierte | | richtig rekonstruierte | | Vetotrigger |
|----------|------------|----------------|-------|------------------------|-------|-------------|
| | | Spuren | | Einfallswinkel | | |
| | | Mp 1 | Mp 2 | Mp 1 | Mp 2 | |
| 1 GeV | 0.601 | 0.565 | 0.474 | 0.342 | 0.288 | 0. |
| 5 GeV | 0.967 | 0.899 | 0.934 | 0.886 | 0.891 | 0. |
| 10 GeV | 0.997 | 0.952 | 0.953 | 0.948 | 0.948 | 0. |
| 50 GeV | 1.0 | 0.970 | 0.969 | 0.958 | 0.958 | 0. |
| 100 GeV | 1.0 | 0.981 | 0.981 | 0.959 | 0.960 | 0.0126 |
| 500 GeV | 1.0 | 0.986 | 0.987 | 0.893 | 0.895 | 0.091 |
| 1000 GeV | 1.0 | 0.99 | 0.991 | 0.858 | 0.854 | 0.108 |

Tabelle 6.1: Die Akzeptanz des Detektorsystems beim Durchgang horizontaler Myonen. Mp1 und Mp2 bedeuten Meßperiode 1 und Meßperiode 2

Anhand simulierter Ereignisse verschiedener Energie wurde untersucht, wie das Detektorsystem auf den Durchgang von Teilchen anspricht. Tabelle 6.1 enthält als Ergebnis dieser Untersuchungen die Wahrscheinlichkeit, mit der Teilchen richtig erkannt werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Triggerzähler wurde in einem Hodoskop gemessen und durch Anpassung der Diskriminatorschwellen auf einen Wert von mehr als 99 % eingestellt.

In der zweiten Spalte der Tabelle wird die Wahrscheinlichkeit dafür angegeben, daß ein Myon in den Szintillationszählern der 3 Triggerebenen ein gültiges Signal erzeugt und die

geforderte Koinzidenzbedingung erfüllt. Die für den Nachweis eines Teilchendurchgangs bei der Simulation angenommene Energieschwelle von 2 MeV entspricht 60 % des wahrscheinlichsten Energieverlustes eines minimalionisierenden Teilchens, der in 2 cm Szintillator 3.4 MeV beträgt. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zeigen, daß auch bei maximaler Effizienz der Szintillationszähler nur ein Teil der niederenergetischen Myonen zu einer korrekten Triggerbedingung führt. Bei einer Myonenenergie von 1 GeV erzeugen nur 60 % aller Teilchen eine Koinzidenz in der ersten und der letzten Triggerebene. Ein Grund hierfür ist die Vielfachstreuung, der niederenergetische Teilchen im Absorber unterliegen. Außerdem wird ein Teil der Myonen innerhalb des Kalorimeters gestoppt. Oberhalb von 5 GeV führt dagegen nahezu jeder Teilchendurchgang zu einer korrekten Triggerbedingung.

Die dritte Spalte enthält den Anteil der simulierten Ereignisse, bei denen mit den bei der Spurrekonstruktion geforderten Kriterien eine Teilchenspur rekonstruiert werden kann. Wie man sieht, werden oberhalb von 10 GeV mehr als 95 % aller Spuren gefunden. Die geringe Akzeptanz von 47.4 % bei 1 GeV enthält auch die Wahrscheinlichkeit von nur 60 % für Koinzidenzen bei dieser Energie. Bezogen auf die Zahl dieser Koinzidenzen werden auch bei 1 GeV etwa 80 % aller Spuren gefunden.

Spalte 4 der Tabelle zeigt den Anteil der Myonen, bei denen anhand der Triggerinforma-

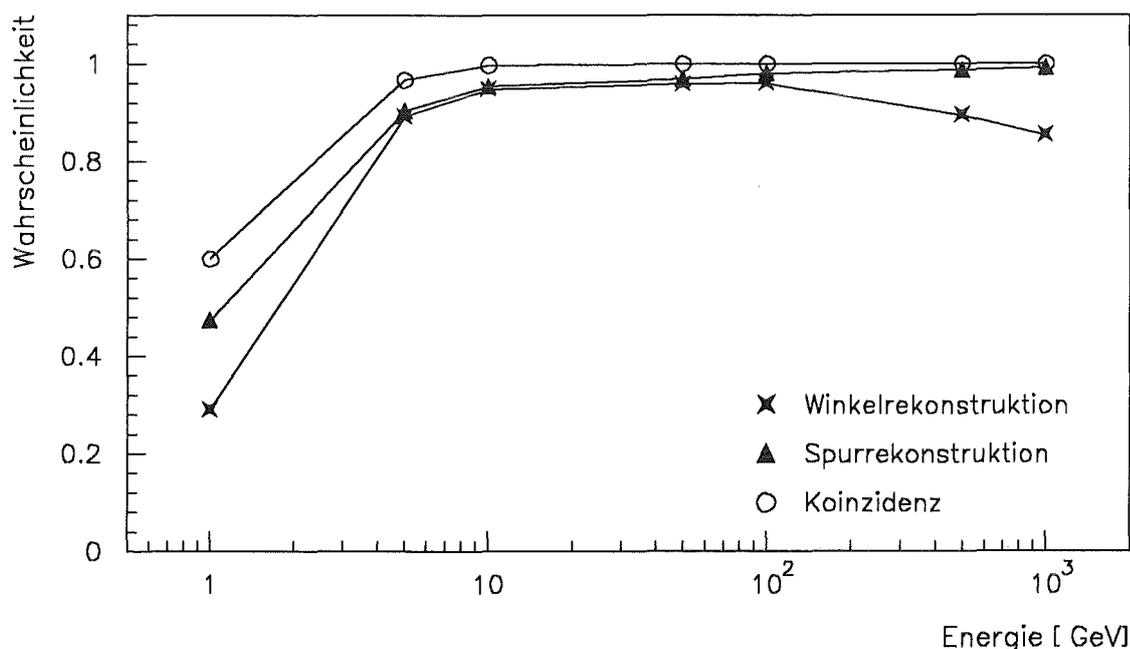


Abbildung 6.2: Die Akzeptanz für den Durchgang von horizontalen Myonen.

tionen der Winkelbereich, in dem das Myon den Detektor durchquert, richtig rekonstruiert wird. Auch hier zeigt sich bei niederen Energien eine starke Abweichung von der optimalen Rekonstruktion, die durch Vielfachstreuung hervorgerufen wird. Die Abnahme bei hohen Energien erklärt sich durch Teilchen, die aus nicht vollständig im Kalorimeter absorbierten elektromagnetischen Schauern stammen und zu Energiedepositionen in den Triggern, aber auch in einzelnen Vetozählern führen. Die letzte Spalte enthält die Häufigkeit, mit der aufgrund solcher Ereignisse einzelne Vetozähler ansprechen, ohne durch einen Luftschauer getroffen worden zu sein. Myonen oberhalb von 500 GeV führen in etwa 10 % aller Fälle zu einer Triggersignatur mit Antizählern. Daher werden nur Ereignisse mit einer sehr eindeutigen Signatur, wie sie das gleichzeitige Ansprechen aller Vetozähler darstellt, direkt bei der Auswertung der Triggerinformation als Luftschauerereignisse verworfen. Abbildung 6.2 zeigt die Akzeptanz des Detektorsystems in einer graphischen Darstellung.

Der Teilchenfluß oberhalb einer Schwelle von 1 GeV in den verschiedenen Winkelbereichen ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Zum Vergleich sind Messungen von Allen und Apostolakis [12] eingetragen. Man sieht, daß die Daten beider Meßperioden dem Verlauf der

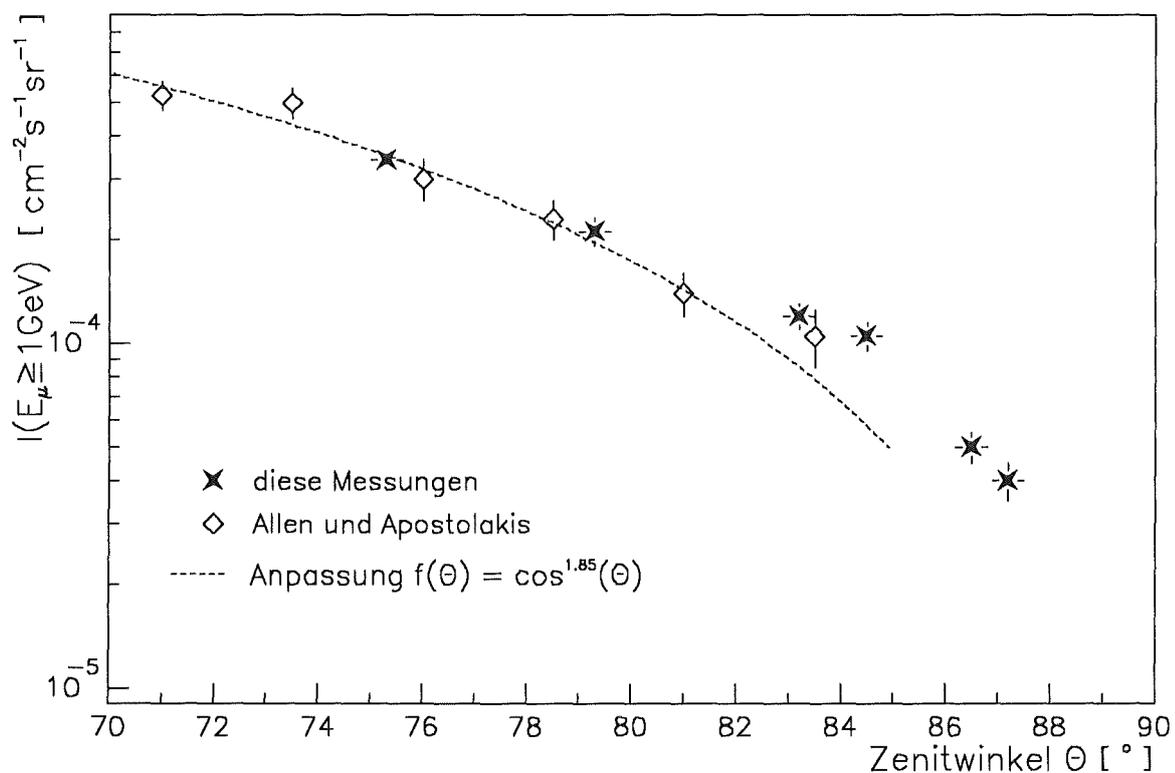


Abbildung 6.3: Der gemessene Myonfluß zwischen 75° und 90° im Vergleich mit Messungen von Allen und Apostolakis [12].

Messungen von Allen und Apostolakis gut entsprechen. Die eingezeichnete Funktion beschreibt die Winkelabhängigkeit des Myonflusses, die Allkofer und Grieder [8] für den Winkelbereich bis etwa 80° mit $I(\theta) \propto \cos^{1.85}(\theta)$ angeben. Wie man sieht, werden sowohl die Messungen von Allen und Apostolakis als auch unsere Datenpunkte bei 75° und 79° durch die Funktion gut beschrieben. Die Abweichungen oberhalb 80° zeigen, daß in diesem Bereich die Annahmen, die zu der oben angegebenen Winkelabhängigkeit führen, nicht mehr gelten.

6.3 Rekonstruktion und Trennung von Schauern

Aus den Ereignissen, in denen eine Spur rekonstruiert wurde, werden diejenigen ausgewählt, in denen als Anzeichen für das Auftreten eines elektromagnetischen Schauers die Energiedeposition in einzelnen Kanälen das Zehnfache des mittleren Myonsignals von 1 MeV übersteigt. Insgesamt enthalten die Daten beider Meßperioden etwa 26000 Ereignisse, die Kandidaten für hochenergetische Myonen mit elektromagnetischen Schauern sind.

Die Bestimmung der abgestrahlten Energie in diesen Ereignissen erfolgt durch die Anpassung einer Funktion, die die longitudinale Entwicklung eines Schauers beschreibt. Als

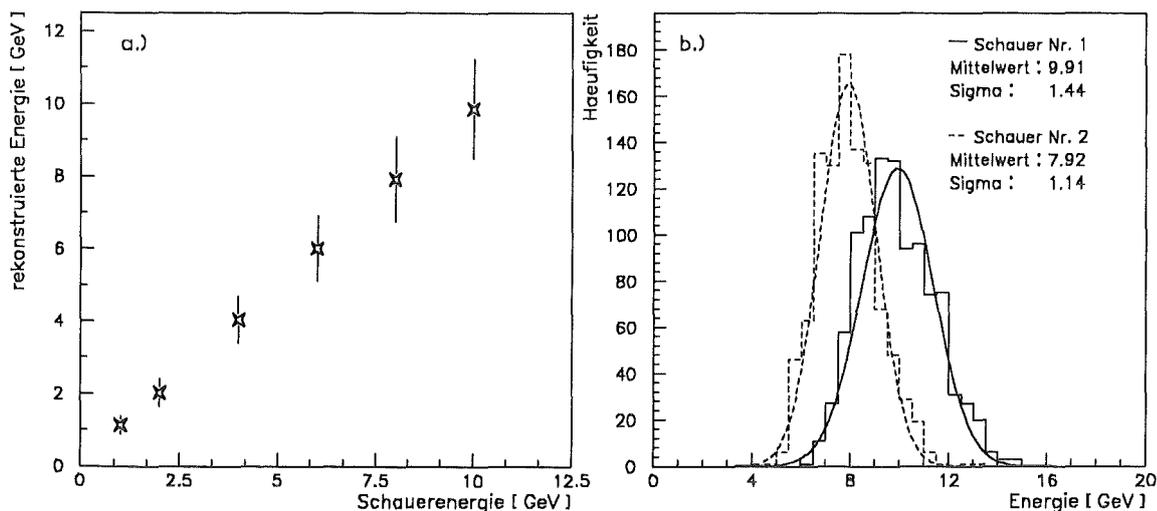


Abbildung 6.4: Die rekonstruierte Energie als Funktion der Schauerenergie für simulierte Ereignisse.

Parametrisierung wurde der Ansatz

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

verwendet. Dabei sind

E_0 die Energie des Schauers,

t die Eindringtiefe in Strahlungslängen,

b ein Parameter, der von der Schauerenergie abhängt,

$$\alpha = \frac{t_{max}}{b}$$

t_{max} Lage des Schauermaximums.

Die Effizienz der Methode wurde an Monte-Carlo-Simulationen getestet. Abbildung 6.4 zeigt die Rekonstruktion von Schauerenergien zwischen 1 und 10 GeV. Wie man sieht,

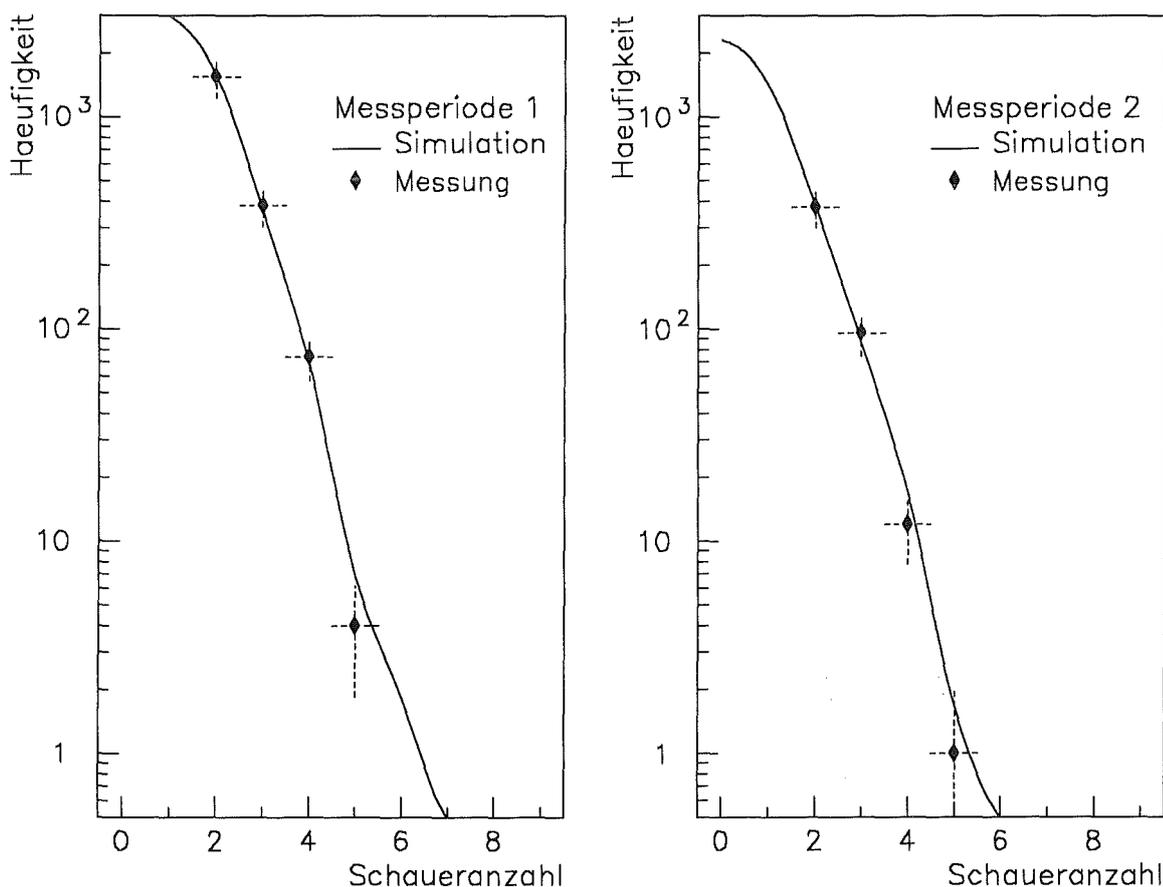


Abbildung 6.5: Die Anzahl der von einem Myon erzeugten Schauern im Vergleich mit dem Ergebnis von Simulationsrechnungen unter Berücksichtigung des Energiespektrums.

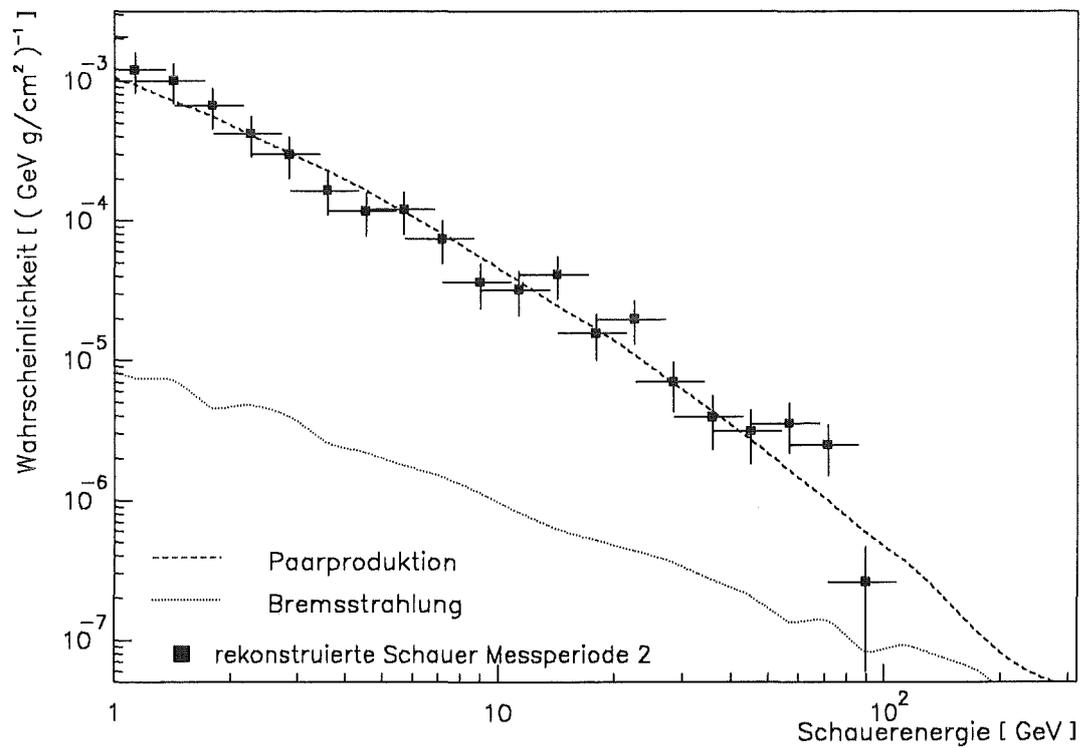
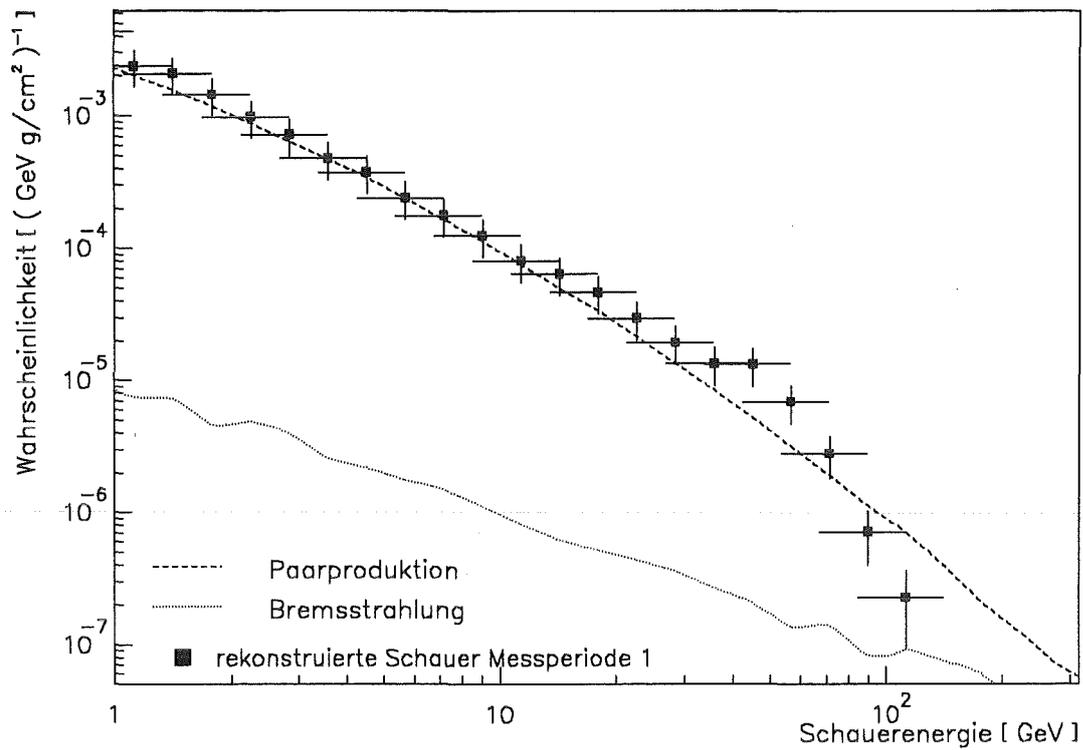


Abbildung 6.6: Der Energieübertrag durch gemessene Schauer im Vergleich mit Simulationsrechnungen unter Berücksichtigung des Energiespektrums.

stimmt die gefundene Energie im Mittel sehr gut mit dem Ausgangswert überein. Allerdings verschlechtert sich die Energieauflösung durch die Energierekonstruktion auf $\frac{38\%}{\sqrt{E_0}}$, da bei der Bestimmung des Schauermaximums aufgrund der großen Absorberdicke Unsicherheiten auftreten.

Um mehrere aufeinander folgende Schauer entlang einer Spur trennen zu können, werden bereits rekonstruierte Schauer aus dem Ereignis ausgeblendet. Die verbleibenden Signale werden erneut auf Schauer untersucht. Diese Prozedur wird wiederholt, bis kein Schauer mehr gefunden wird.

Für die weiteren Ergebnisse wurden nur solche Ereignisse ausgewertet, in denen mindestens 2 Schauer oberhalb 1 GeV gefunden wurden, um Bremsstrahlung und hochenergetische δ -Elektronen zu unterdrücken. Auf diesen Punkt wird im folgenden näher eingegangen. Abbildung 6.5 zeigt die Anzahl der rekonstruierten elektromagnetischen Schauer in einem Ereignis, die in den Daten beider Meßperioden gefunden wurden. Verglichen werden sie mit Verteilungen, die aus Simulationsrechnungen mit GEANT 3.14 unter Berücksichtigung des Energiespektrums horizontaler Myonen erhalten wurden. Wie man sieht, stimmen die während beider Meßperioden gemessenen Häufigkeiten gut mit den Erwartungen überein.

Abbildung 6.6 zeigt die Energiespektren der gemessenen elektromagnetischen Schauer. Zum Vergleich sind die Verteilungen dargestellt, die für den Energieübertrag durch Paarproduktion und Bremsstrahlung erwartet werden. Auch hier beschreiben die Messungen die aus den Simulationsrechnungen erwartete Verteilung für Paarproduktion recht gut.

6.4 Die Bestimmung der Myonenergie

Um die Energie der Myonen zu bestimmen, wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß die gefundenen Schauer bei einer bestimmten Energie auftreten. Die Energie, bei der die gemessene Kombination am wahrscheinlichsten auftritt, wird als Schätzwert für die Myonenergie angenommen. Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit als Parameter der Myonenergie erfolgt anhand der Maximum-Likelihood-Methode.

Als Likelihood-Funktion $L(x, \alpha)$ für einen Parameter α wird das Wahrscheinlichkeitsprodukt für das Auftreten von n beobachteten Ereignissen x bezeichnet, die von α abhängen [56].

$$L(x, \alpha) = f(x_1, \alpha) \cdot f(x_2, \alpha) \cdot f(x_3, \alpha) \dots$$

Dabei ist $f(x, \alpha)$ jeweils die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Ereignis zu beobachten, beispielsweise einen bestimmten Energieübertrag. Der Schätzwert für α ist der Wert, bei dem dieses Produkt seinen Maximalwert annimmt. Die notwendige Bedingung hierfür ist gegeben durch die Likelihood-Gleichung

$$\frac{dL(x, \alpha)}{d\alpha} = 0 \quad . \quad (6.1)$$

Aufgrund ihrer Definition ist die Funktion L immer positiv. Daher läßt sich Gleichung 6.1 oftmals durch vorheriges Logarithmieren vereinfachen, da statt der Produkte nur noch Summen abgeleitet werden [56].

Die Likelihood-Funktion, mit der die Myonenergie bestimmt wird, ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Myon innerhalb des Detektors M elektromagnetische Schauer mit den Energieüberträgen $\epsilon_1 \dots \epsilon_M$ auslöst.

Für die Wahrscheinlichkeit, genau eine Wechselwirkung mit einem Energieübertrag ϵ_1 in einem Absorber der Dicke X_a auszuführen, erhält man folgenden Ausdruck:

$$P(X_a) = \int_0^{X_a} e^{-x \cdot \int \sigma(\epsilon) d\epsilon} \cdot \sigma(\epsilon_1) \cdot e^{-(X_a - x) \cdot \int \sigma(\epsilon) d\epsilon} dx = X_a \cdot \sigma(\epsilon_1) e^{-X_a \cdot \int \sigma(\epsilon) d\epsilon}$$

Dabei ist $\sigma(\epsilon)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Energieübertrag. Der erste und der dritte Faktor in diesem Integral stellen die Wahrscheinlichkeiten dafür dar, daß auf den Strecken $[0, x]$ und $[x, X_a]$ keine Wechselwirkung bei irgendeinem Energieübertrag stattfindet. Dies wird durch die im Exponenten auftretende Integration über alle möglichen Energieüberträge gewährleistet. Dagegen beinhaltet der Faktor $\sigma(\epsilon_1) dx$ die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit dem Energieübertrag ϵ_1 im Intervall $[x, x + dx]$. Durch die Integration über x wird berücksichtigt, daß eine Reaktion an jedem Punkt innerhalb des Absorbers auftreten kann.

Für mehrere Wechselwirkungen läßt sich die Wahrscheinlichkeit entsprechend rekursiv herleiten, so daß sich für die Gesamtwahrscheinlichkeit folgende Funktion ergibt:

$$L = \frac{1}{M!} \prod_{i=1}^M (X \cdot (\sigma_{e^+e^-}(E, \epsilon_i) + \sigma_\gamma(E, \epsilon_i) + \sigma_\delta(E, \epsilon_i))) \cdot e^{-\left(X \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} (\sigma_{e^+e^-}(E, \epsilon) + \sigma_\gamma(E, \epsilon) + \sigma_\delta(E, \epsilon)) d\epsilon \right)} \cdot E^{-\gamma} \quad . \quad (6.2)$$

Dabei sind:

| | |
|----------------------------------|--|
| $\sigma(E, \epsilon)$ | die differentiellen Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung, Bremsstrahlung und Knock-on Prozeß , |
| M | die Anzahl gemessener Schauer, |
| ϵ_i | die Energie gemessener Schauer, |
| $\epsilon_{min}, \epsilon_{max}$ | die kinematischen Grenzen für einen Energieübertrag, |
| E | die Energie des Myons, |
| X | die Dicke des Detektors, |
| γ | der Spektralindex des Myonspektrums . |

Die logarithmische Form der Funktion 6.2 lautet:

$$L^* = \sum_{i=1}^M (\ln(X \cdot \sum \sigma(E, \epsilon_i)) - \ln(i)) - X \cdot \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} \sigma(E, \epsilon) d\epsilon - \gamma \cdot \ln E \quad (6.3)$$

Dabei steht $\sum \sigma(E, \epsilon)$ für die Summe der Wirkungsquerschnitte für Paarproduktion, Bremsstrahlung und die Erzeugung von δ -Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt für Myon-Nukleon-Wechselwirkung wurde in dieser Funktion vernachlässigt, da die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß klein ist und daher kaum einen Beitrag zur Summe der Prozesse leistet. Für Bremsstrahlung und Knock-on-Prozeß werden die in den Gleichungen 4.3 und 4.1 angegebenen Formeln verwendet, während für den komplexen Ausdruck für Paarproduktion eine Näherung aus einer Arbeit von Kokoulin und Petrukhin [32] eingesetzt wird, die auf Berechnungen von Kel'ner und Kotov [42] zurückgeht und folgende einfache Form hat:

$$\sigma_{e^+e^-} = \frac{14\alpha}{9\pi x_0} \frac{1}{\epsilon} \ln \left(\frac{\kappa m_e E}{m_\mu \epsilon} \right) \quad (6.4)$$

Dabei ist :

| | |
|--------------|--|
| α | die Feinstrukturkonstante , |
| x_0 | die Strahlungslänge im Material in gcm^{-2} , |
| m_e, m_μ | die Masse von Elektron und Myon, |
| Z | die Kernladungszahl des Materials. |

$\kappa \simeq 1.8$ ist ein Parameter, der eine geringe Materialabhängigkeit aufweist und sich bei der Berechnung der Näherung ergibt. Die Grenzen dieser Näherung sind

$$\epsilon \ll 2m_e/m_\mu \cdot E \quad \text{und} \quad \epsilon \gg 2m_e \cdot 189\sqrt{e} \cdot Z^{-\frac{1}{2}} ;$$

wobei $e = 2.71828$ ist.

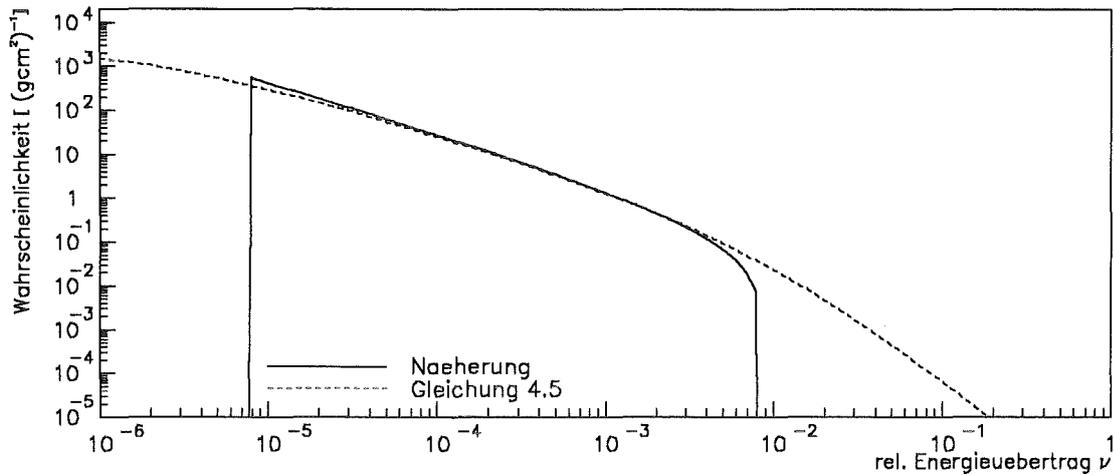


Abbildung 6.7: Der Wirkungsquerschnitt für Paarproduktion nach Gleichung 4.5 und in der Näherung 6.4 nach Petrukhin und Kokoulin [32].

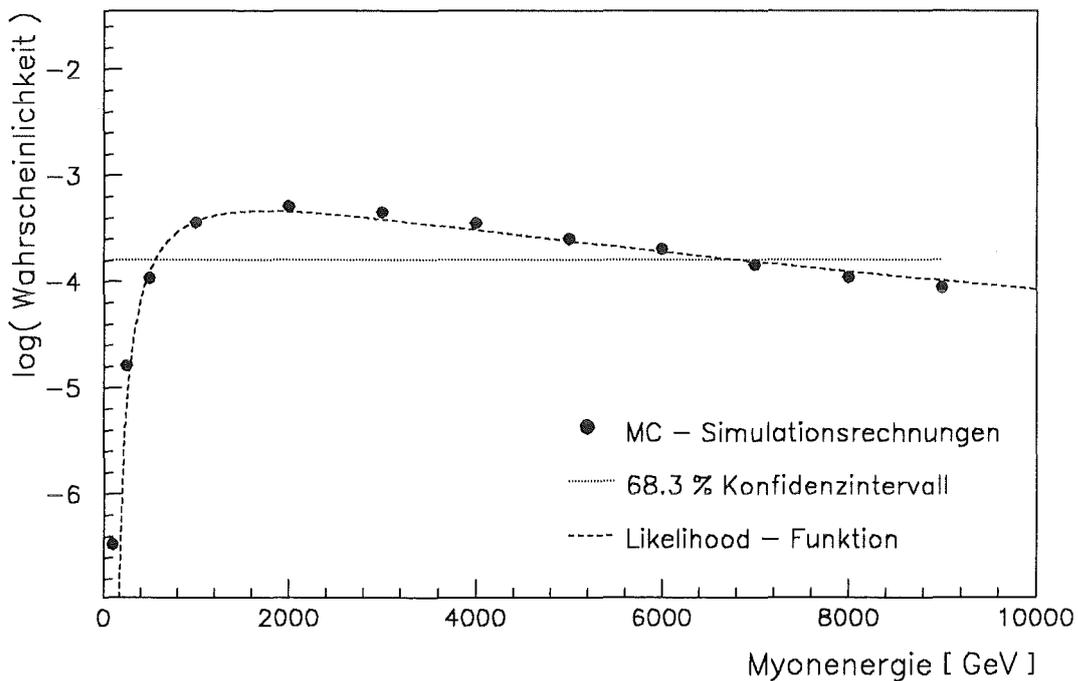


Abbildung 6.8: Vergleich zwischen Monte-Carlo-Simulationen und der Likelihood-Funktion für einen bestimmten Energieübertrag am Beispiel von Ereignissen, bei denen 2 Schauer zwischen 1 und 2 GeV erzeugt werden.

In Abbildung 6.7 wird die in Gleichung 6.4 angegebene Näherung mit dem Wirkungsquerschnitt für Paarproduktion verglichen, wie er sich nach Gleichung 4.5 berechnet. Die Grafik zeigt, daß beide Funktionen im Gültigkeitsbereich der Näherung unterhalb von $\nu = 10^{-2}$ bis zur unteren Grenze gut übereinstimmen, die in Blei bei etwa 60MeV liegt.

Die ersten beiden Terme in der logarithmischen Darstellung der Likelihood-Funktion 6.3 geben die Wahrscheinlichkeit an, mit der bei einer Myonenergie E die gemessenen Schauer im Detektor auftreten. In Abbildung 6.8 wird dieser Teil der Funktion mit Simulationsrechnungen verglichen. Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit, mit der zwei Sekundärteilchen einer bestimmten Energie bei verschiedenen Myonenergien erzeugt werden. Verglichen werden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit der analytischen Funktion nach Gleichung 6.3. Wie man sieht, stimmen die Punkte, die aus den Simulationen gewonnen wurden, mit dem Verlauf der Funktion sehr gut überein. Weiterhin zeigt dieses Bild, wie groß der Energiebereich ist, aus dem Myonen stammen können, die zu einem bestimmten Ereignis beitragen. Die punktierte Linie in Abbildung 6.8 markiert den Punkt, bei dem der Wert der logarithmischen Likelihood-Funktion um 0.5 kleiner geworden ist. Wie sich im Rahmen statistischer Methoden zeigen läßt [57], kennzeichnen die Schnitt-

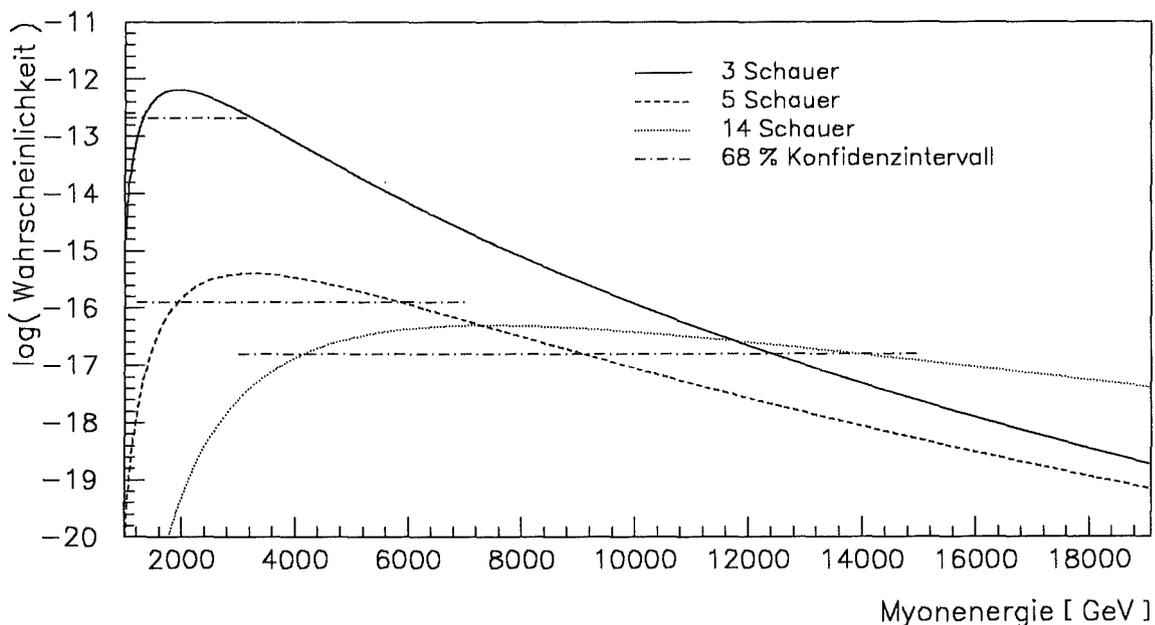


Abbildung 6.9: Die Verbesserung der Energieauflösung in einem 120 cm dicken Bleiabsorber wird anhand von Beispielen gezeigt, bei denen die Likelihood-Funktion nach Gleichung 6.3 für verschiedene mögliche Anzahlen von Abstrahlungsprozessen analytisch berechnet wurde. [32]

punkte der Funktion mit dieser Linie das 68 %-Konfidenzintervall, das heißt, das Intervall, das den wahren Energiewert mit Wahrscheinlichkeit von 68 % enthält. Die Breite dieses Intervalls gibt ein Maß dafür, mit welcher Genauigkeit die Energie eines Myons aus der Messung bestimmt werden kann. Die asymmetrischen Form der Likelihood-Funktion führt dazu, daß dieses Intervall zu kleinen Energien hin wesentlich schmaler ist als zu hohen Werten. Aus den Simulationsrechnungen ergeben sich als Mittelwert für das linke und das rechte Teilintervall:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_l = 0.7 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_r = 2.8 \quad .$$

Diese Energieauflösung verbessert sich, wenn man die Gesamtdicke des Absorbers erhöht. Abbildung 6.9 verdeutlicht dies. Dargestellt ist die Likelihood-Funktion aus Gleichung 6.3 für eine Absorberdicke von 120 cm. Als Beispiele wurde die Likelihoodfunktion für mögliche Kombinationen aus 3, 5 und 14 Schauern verschiedener Energie berechnet und jeweils das 68 %-Konfidenzintervall eingezeichnet. Aus der Darstellung ergibt sich in allen drei Fällen als Breite der Teilintervalle $(\Delta E/E)_l \simeq 0.5$ und $(\Delta E/E)_r \simeq 1$.

Durch den dritten Term in Gleichung 6.3 wird das Energiespektrum der Myonen und damit die Häufigkeit berücksichtigt, mit der horizontale Myonen bei den einzelnen Energien auftreten.

6.5 Die Akzeptanz für radiative Prozesse

In Kapitel 4 wurde dargelegt, daß ein Myon beim Passieren des Detektors mehrere Paare abstrahlen kann. Dagegen beschränkt sich die Emission von Bremsstrahlung, falls dieser Prozeß in einem Absorber überhaupt auftritt, bei jeder Absorberdicke auf 1 γ -Quant, siehe auch Abbildung 4.10. Um niederenergetische Myonen zu unterdrücken, die infolge eines hochenergetischen Bremsstrahlungsquants als hochenergetische Myonen fehlgedeutet werden könnten, wurden bei der Auswertung nur solche Ereignisse berücksichtigt, in denen mindestens 2 elektromagnetische Schauer gefunden wurden. Tabelle 6.2 zeigt den Anteil hochenergetischer Myonen verschiedener Energie, die zu mindestens 2 elektromagnetischen Schauern oberhalb von 1 GeV im Bleikalorimeter führen. Dabei wird unterschieden zwischen Ereignissen, bei denen diese Schauer nur durch Paarproduktion, Bremsstrahlung oder δ -Elektronen ausgelöst werden. In der letzten Spalte sind diejenigen Fälle zusammengefaßt, in denen ein Myon 2 hochenergetische Sekundärteilchen durch

unterschiedliche Prozesse erzeugt. Hier werden alle Ereignisse berücksichtigt, die zu 2 Schauern durch Bremsstrahlung und Paarproduktion oder durch Knock-on-Elektronen und Paarerzeugung führen. Die Wahrscheinlichkeit, daß 2 Schauer durch ein γ -Quant und ein δ -Elektron hervorgerufen werden, ist dagegen ebenso wie die Wahrscheinlichkeit für Myon-Nukleon-Wechselwirkung vernachlässigbar.

Wie man der Tabelle entnehmen kann, ist die Wahrscheinlichkeit, daß 2 Bremsstrahlungsquanten oder 2 hochenergetische δ -Elektronen auftreten, in 30cm Blei bei allen Energien sehr klein. Auch die Anzahl der Ereignisse, bei denen neben einem Elektron-Positron-Paar ein zweites hochenergetisches Sekundärteilchen aus einem anderen Prozeß auftritt, ist bei Energien oberhalb 500 GeV klein gegenüber der Häufigkeit, mit der 2 Paare auftreten.

Desweiteren zeigt die Tabelle, daß unterhalb einer Myonenergie von 300 GeV die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von 2 Sekundärteilchen oberhalb von 1 GeV sehr stark abnimmt. Dies ist verständlich, da nach Abbildung 3.3 die Schwellenenergie für das Auftreten von Paarproduktion und Bremsstrahlung bei etwa 300 GeV liegt.

Um das Energiespektrum rekonstruieren zu können, wurden die Wahrscheinlichkeiten aus

| <i>Energie</i> | <i>Paarproduktion</i> [%] | <i>Bremsstrahlung</i> [%] | <i>Knock-on</i> <i>Prozeß</i> [%] | <i>gemischte</i> <i>Prozesse</i> [%] |
|----------------|------------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|---|
| 100 GeV | (0.20 ± 0.02) | $(1.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ | $(1.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ | (0.20 ± 0.02) |
| 300 GeV | (3.8 ± 0.2) | $(1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ | $(1.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ | (0.8 ± 0.04) |
| 500 GeV | (9.5 ± 0.2) | $(1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ | $(1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ | (1.1 ± 0.04) |
| 1000 GeV | (24.6 ± 0.3) | $(2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-1}$ | $(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-1}$ | (1.5 ± 0.05) |
| 3000 GeV | (59.9 ± 0.8) | $(2.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$ | $(2.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$ | (1.5 ± 0.05) |
| 5000 GeV | (76.0 ± 0.2) | $(4.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$ | $(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$ | (1.1 ± 0.04) |
| 9000 GeV | (88.1 ± 0.2) | $(5.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$ | $(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$ | (0.7 ± 0.03) |

Tabelle 6.2: Der Anteil von Myonen, die im 30 cm Blei mindestens 2 Schauer oberhalb von 1 GeV auslösen.

| <i>A</i> | <i>B</i> | <i>C</i> |
|----------------------------------|---------------------------------|----------------|
| $(32.17 \pm 0.81) \cdot 10^{-2}$ | $(5.92 \pm 0.29) \cdot 10^{-4}$ | 54.7 ± 4.3 |

Tabelle 6.3: Die Parameter der Akzeptanzfunktion.

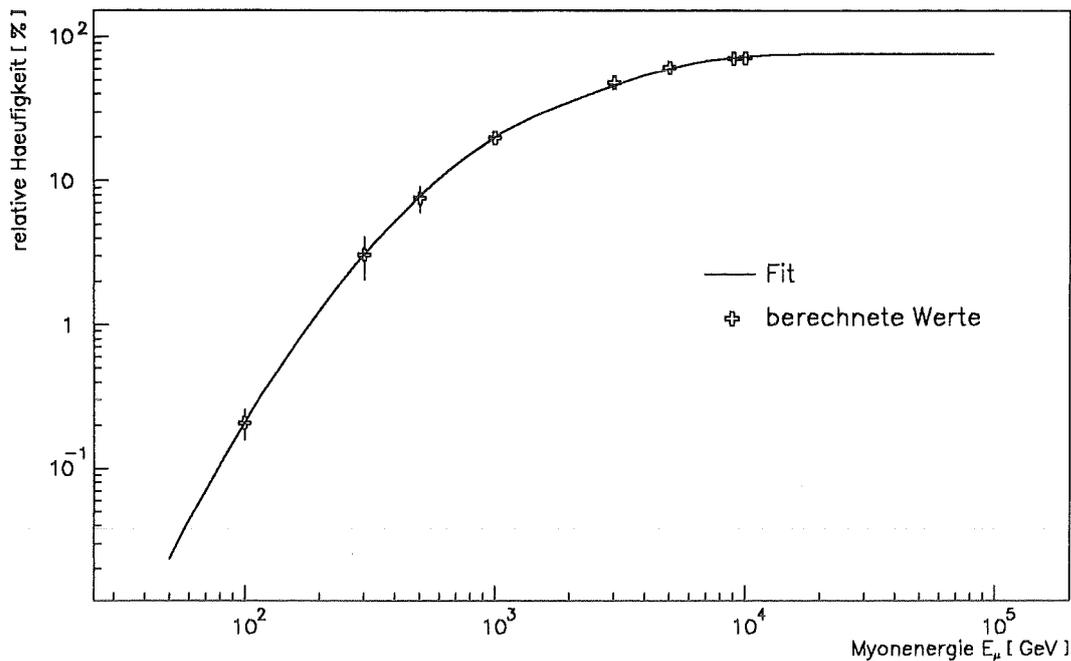


Abbildung 6.10: Die Akzeptanz für hochenergetische Myonen.

Tabelle 6.2 durch eine Akzeptanzfunktion parametrisiert. Zu diesem Zweck wurde ein empirischer Ansatz der Form

$$f(E_\mu) = A \cdot (1 - e^{(-B \frac{E_\mu}{10^6 \text{ eV}})}) \cdot \log \frac{E_\mu}{C} \quad (6.5)$$

gewählt, der, wie Abbildung 6.10 zeigt, den Verlauf der Akzeptanz sehr gut wiedergibt, wobei die Triggereffizienz von 80 % für hochenergetische Myonen berücksichtigt wurde.

Die Parameter A, B, und C, wurden in einer χ^2 -Anpassung ermittelt, deren Ergebnisse in Tabelle 6.3 aufgelistet sind.

6.6 Das Energiespektrum horizontaler Myonen

Abbildung 6.11 zeigt das differentielle Energiespektrum hochenergetischer Myonen, die anhand der Triggersignatur eindeutig als horizontal erkannt werden. Verglichen wird es mit Messungen der MUTRON-Kollaboration [38], die an einem Magnetspektrometer durchgeführt wurden. Wie man sieht, kann oberhalb von 300 GeV der Verlauf des von der MUTRON-Kollaboration gemessenen Spektrums recht gut wiedergegeben werden.

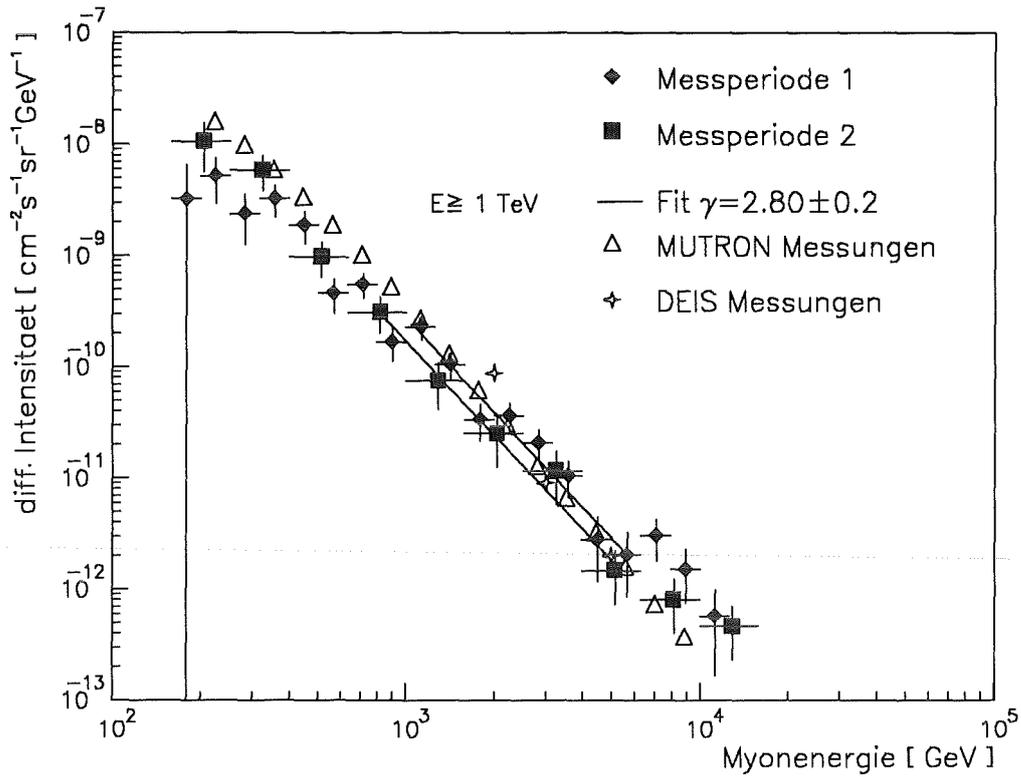


Abbildung 6.11: Das gemessene Energiespektrum horizontaler Myonen im Vergleich mit Daten der MUTRON-Kollaboration. (aus [13])

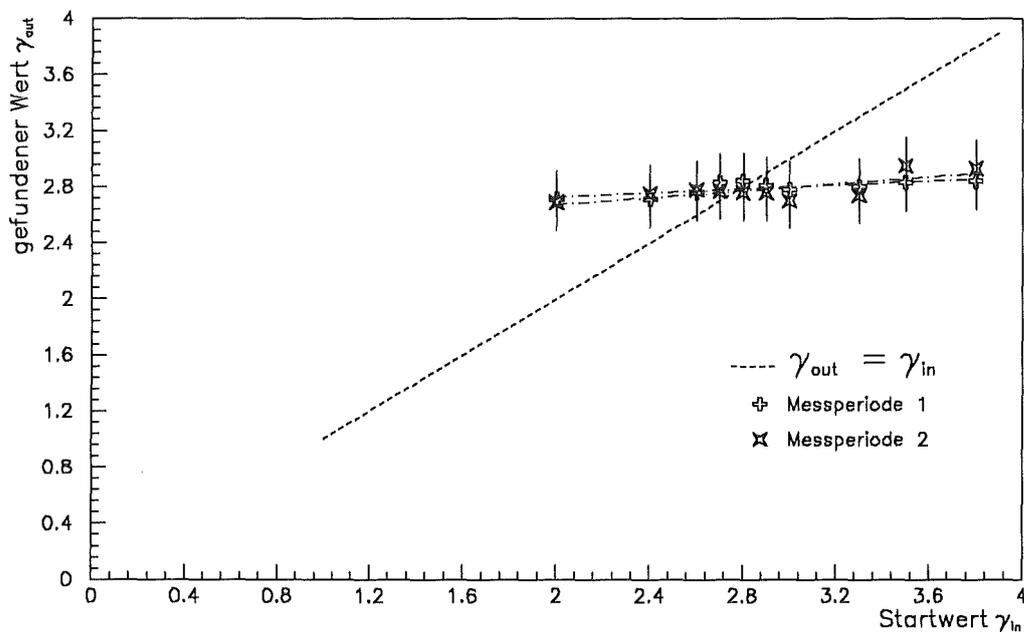


Abbildung 6.12: Die Bestimmung des Spektralindex. γ_{in} ist der Startwert für die Likelihood-Funktion, γ_{out} der gefundene Spektralindex.

| Experiment | Energie [TeV] | Exponent | Zenitwinkel |
|---|---|--------------------------|-----------------------|
| diese Messung | $1 \text{ TeV} \leq E \leq 6 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.80 \pm 0.2$ | $85^\circ - 90^\circ$ |
| MUTRON | $1 \text{ TeV} \leq E \leq 10 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.84 \pm 0.15$ | $86^\circ - 90^\circ$ |
| MUTRON Kalorimeter | $1 \text{ TeV} \leq E \leq 6 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.60 \pm 0.15$ | $44^\circ - 90^\circ$ |
| OCU | $0.5 \text{ TeV} \leq E \leq 8 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.5 \pm 0.2$ | $0^\circ - 70^\circ$ |
| Mizutani et al. | $1 \text{ TeV} \leq E \leq 10 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.7 \pm 0.1$ | horizontal |
| Moscow Engineering Physics Institute | $0.2 \text{ TeV} \leq E \leq 3 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.71 \pm 0.1$ | $60^\circ - 90^\circ$ |
| Artenomowsk 100 Tonnen Szintillations-Detektor | $0.5 \text{ TeV} \leq E \leq 3 \text{ TeV}$ | $\gamma = 2.65 \pm 0.05$ | keine Angabe |

Tabelle 6.4: Vergleichswerte für den Exponenten γ aus Schauermessungen aus einer Zusammenstellung von Matsuno et al. [13].

Um den Spektralindex γ_μ des Myonspektrums aus unseren Messungen zu bestimmen, wurden iterative Berechnungen des Energiespektrums durchgeführt. Dabei wurde der Startwert für γ in der Likelihood-Funktion variiert, bis der Spektralindex des gefundenen Spektrums gegen diesen Wert konvergiert. Für die Bestimmung wurde das Energieintervall zwischen 1 TeV und 6 TeV gewählt. Abbildung 6.12 zeigt, daß der Spektralindex des gefundenen Spektrums oberhalb von 1 TeV nur sehr schwach vom Ansatz für γ in der Likelihood-Funktion abhängt. Die eingezeichnete Diagonale stellt die Konvergenzbedingung für γ dar, also den Punkt, an dem der gefundene Wert mit dem Ausgangswert übereinstimmt. Aus dem Schnittpunkt dieser Diagonalen mit der durch die Messungen verlaufenden Geraden ergibt sich für den Spektralindex γ_μ oberhalb von 1 TeV:

$$\gamma = 2.8 \pm 0.2$$

Dieser Wert wird in Tabelle 6.4 mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen, die durch die Messung von Bursts oder an Magnetspektrometern für nahezu horizontale Myonen gemessen wurden.

Wie man sieht, liegt der Wert unserer Messung sehr gut im Rahmen der Vergleichswerte, die innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen übereinstimmen.

Aus dem gemessenen Myonspektrum kann nach einem Ansatz von Thompson und Whalley

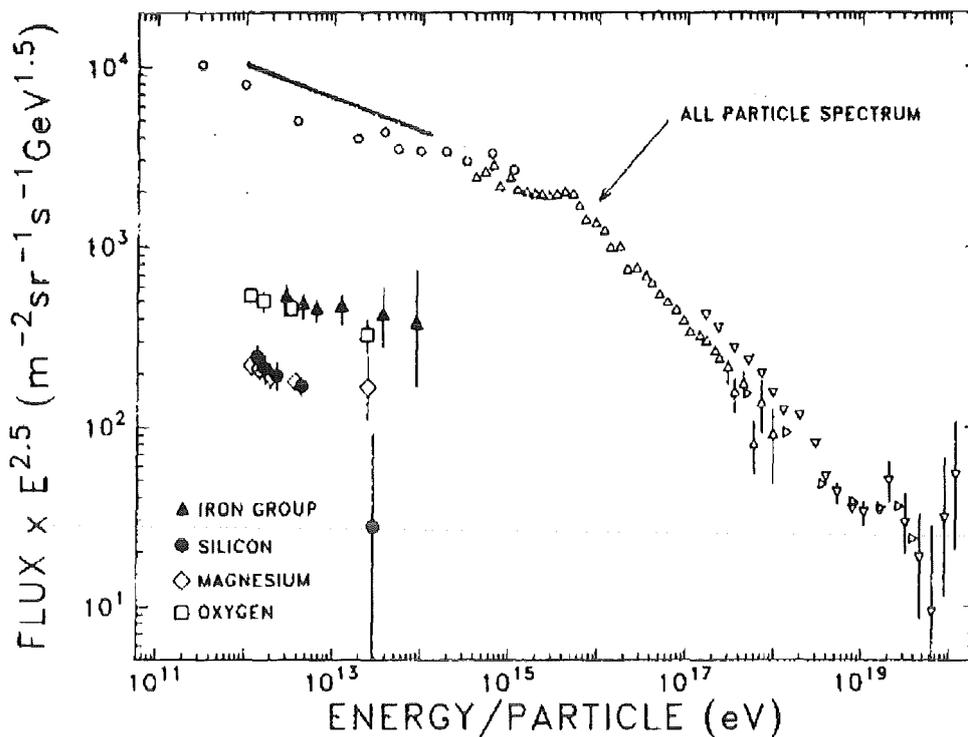


Abbildung 6.13: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die eingezeichnete Linie kennzeichnet den Bereich, der durch die Messung horizontaler Myonen zwischen 100 GeV und 10 TeV zugänglich ist. [2]

[59] das Spektrum der Hadronen berechnet werden, das den hochenergetischen Myonen zugrunde liegt, wobei von einem Kaon : Pion-Verhältnis von 0.15 ausgegangen wird. Unter der Annahme, daß das Energiespektrum für alle sekundären Hadronen einen gemeinsamen Exponenten γ_h aufweist, ergibt sich [13]

$$\gamma_h = 2.73 \pm 0.02$$

Erkenntnisse über das Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung und ihre chemische Zusammensetzung können dagegen nur durch modellabhängige Berechnungen des Myon-Spektrums und deren Vergleich mit den Meßdaten gewonnen werden. Rechnungen von Komori und Mitsui [58] zeigen, daß das von der MUTRON-Kollaboration gemessene Spektrum horizontaler Myonen durch das folgende Spektrum der primären kosmischen Strahlung erklärt werden kann:

$$I(E)dE = (1.8 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ sec}^{-1}) E^{-2.7} dE$$

Nach Arbeiten von Erlykin et al. [60] und T. K. Gaisser [61] entstehen Myonen oberhalb

einer Energie E_c im Mittel aus dem Zerfall primärer Teilchen in einem Energiebereich $E_0 \simeq 6 - 10E_c$. Die Messung der Energie in einem Intervall von 100 GeV bis 10 TeV macht nach diesen Überlegungen die primäre kosmische Strahlung in einem Energiebereich von 10^{12} eV bis etwa 10^{14} eV zugänglich. In Abbildung 6.13 wird gezeigt, wie sich die obigen Energieabhängigkeit mit dem Spektrum aller Teilchen vergleicht. Dazu wurde der obige potentielle Abfall in dem durch diese Messungen zugänglichen Intervall von 10^{12} eV – 10^{14} eV in das Spektrum eingezeichnet. Wie man sieht, ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Steigung mit dem Flußspektrum. Genauere Untersuchungen mit dem Simulationsprogramm CORSIKA, die auch Aussagen über den Absolutwert zulassen werden, sind in Vorbereitung.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an Hand von Simulationsrechnungen und Messungen mit einem Blei-TMS-Kalorimeter die Möglichkeit untersucht, innerhalb des KASCADE-Experiments Bremsstrahlung und direkte Paarerzeugung durch hochenergetische Myonen nachzuweisen und anhand dieser Prozesse die Energie der Teilchen zu bestimmen. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Das Blei-TMS-Kalorimeter und der Ionisationsdetektor stellen das derzeit einzige Detektorsystem auf „Swimmingpool“-Basis dar, das mit Flüssigkeitsionisationskammern arbeitet, die mit bei Raumtemperatur flüssigen Kohlenwasserstoffen betrieben werden. Während einer Betriebsdauer von über 2 Jahren konnte gezeigt werden, daß TMS sich als Ionisationsmedium für den Einsatz in Langzeit-Experimenten bewährt hat. Aus den gemessenen Signalabnahmen ergeben sich Verunreinigungsraten von weniger als 1 ppb/d. Ein Vorteil der „Swimmingpool“-Bauweise gegenüber einzelnen Kammern ist die einfache Austauschbarkeit der Flüssigkeit, die im Falle starker Verunreinigung die schnelle Nachreinigung ermöglicht. Dieser Punkt wäre besonders beim Einsatz von TMS in Kolliderexperimenten wichtig, bei denen mangelnde Strahlenresistenz zur Verunreinigung der Flüssigkeit führen kann.
- Paarproduktion erfolgt im Mittel mit Energieüberträgen zwischen 0.1% und 0.3 % und ist als Prozeß für die Energiebestimmung von Myonen mit einer Energie oberhalb 300 GeV in kleineren Kalorimetern geeignet, da sowohl die Zahl als auch die Energie der Sekundärteilchen von der Energie des Myons abhängen. Durch die Forderung nach mehreren Sekundärteilchen können sowohl Bremsstrahlung als auch Knock-on-Elektronen unterdrückt werden.

- Die Trennung von direkter Paarerzeugung von Bremsstrahlung und der Produktion von Knock-on-Elektronen ist möglich, wenn man mindestens 2 erzeugte Sekundärteilchen mit einer Energie oberhalb 1 GeV betrachtet.
- Die Winkelverteilung für Myonen oberhalb von 1 GeV stimmt mit Literaturwerten überein und kann bis zu Zenitwinkeln von etwa 80° durch

$$I(\Theta) \propto \cos^{1.85}(\Theta)$$

beschrieben werden.

- Die Messungen hochenergetischer Myonen haben gezeigt, daß mit einem Detektor dieser Bauweise der Nachweis elektromagnetischer Wechselwirkungen von Myonen möglich ist. Die gefundenen Energieverteilungen elektromagnetischer Schauer sowie die Anzahl der im Bleikalorimeter gefundenen Schauer stimmen sehr gut mit den Erwartungen aus den Simulationsrechnungen überein.
- Für horizontale Myonen konnte das Energiespektrum rekonstruiert werden. Der Spektralindex, der aus dem Spektrum bestimmt wurde, beträgt:

$$\gamma = 2.8 \pm 0.2 \quad 1 \text{ TeV} \leq E \leq 6 \text{ TeV}$$

Es zeigt eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Experimente.

Zum Abschluß soll die Frage diskutiert werden, wie ein Detektor für die Messung hochenergetischer Myonen bei KASCADE aussehen könnte, in dem Myonen oberhalb einer Energie von 1 TeV durch Paarbildung mit hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden können. Der Nachweis dieser Teilchen im Eisen des Hadronkalorimeters bleibt aufgrund der großen Dicke der einzelnen Absorberlagen auf Wechselwirkungen mit sehr großem Energieübertrag beschränkt.

Abbildung 7.1 zeigt im linken Teilbild die Häufigkeit, mit der 2 Teilchen oberhalb von 1 GeV abgestrahlt werden, als Funktion der Absorberdicke. Während in 30 cm Blei nur 25 % aller Myonen von 1 TeV mehr als 2 Schauer durch Paarbildung auslösen, steigt die Wahrscheinlichkeit bei 60 cm Blei auf mehr als 50 % an.

Die rechte Grafik in Abbildung 7.1 stellt als Funktion der Myonenergie die Häufigkeit dar, mit der in 60 cm Blei Ereignisse auftreten, bei denen mindestens 2 Sekundärteilchen oberhalb 1 GeV erzeugt werden. Wie man aus der Grafik und den in Tabelle 7.1 enthaltenen Zahlenwerten entnimmt, ist der Nachweis von Myonen oberhalb von 300 GeV

| <i>Energie</i> [GeV] | <i>Paarproduktion</i> [%] | <i>andere Prozesse</i> [%] |
|-------------------------|------------------------------|-------------------------------|
| 100 | 0.7 | 0.11 |
| 300 | 13.0 | 0.14 |
| 500 | 25.0 | 0.21 |
| 1000 | 54.0 | 0.22 |
| 3000 | 75.0 | 0.29 |
| 5000 | 96.0 | 0.31 |
| 9000 | 99.0 | 0.33 |

Tabelle 7.1: Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Myon in 60 cm Blei mehr als 2 Schauer auslöst.

mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 13 % möglich, bei 1 TeV erzeugen 54 % aller Myonen zwei Elektron-Positron-Paare. Dagegen ist der Anteil von Bremsstrahlungs- und Knock-on-Ereignissen, die mehr als 1 hochenergetisches Sekundärteilchen erzeugen, selbst

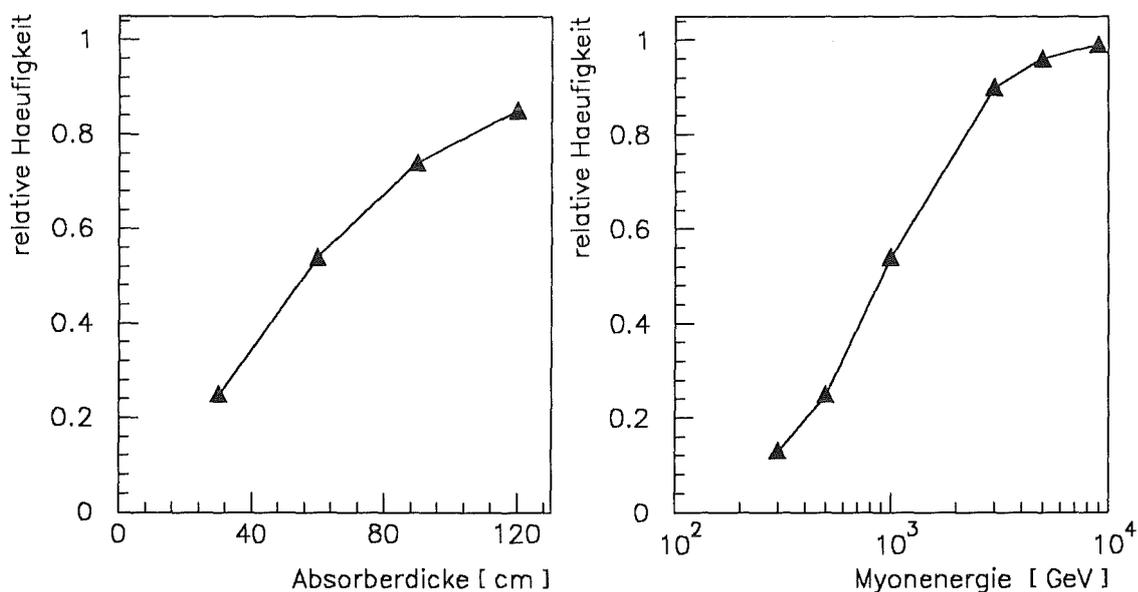


Abbildung 7.1: Die Häufigkeit, mit der 2 Schauer auftreten, als Funktion der Absorberdicke bei $E = 1$ TeV und als Funktion der Myonenergie in 60 cm Blei.

bei den höchsten Energien kleiner als 0.5 %.

Der prinzipielle Aufbau eines solchen Detektors könnte dem für die Testmessungen konstruierten Kalorimeter ähnlich sein und ebenfalls nach dem „Swimmingpool“-Prinzip erfolgen. Bei einer Absorberdicke von 1 cm und einer Detektorfläche von 1 m^2 wären pro Detektor 6.8 t Bleiabsorber notwendig. Für die aktiven Lagen würde sich ebenfalls eine dem Testkalorimeter ähnliche Segmentierung anbieten. Um das Kalorimeter kompakt zu gestalten, könnten die Auslestreifen ebenfalls aus 1 cm starkem Blei hergestellt werden und somit gleichzeitig als Absorber dienen.

Damit wäre es möglich, unterhalb des Zentraldetektors ein Detektorsystem aufzubauen, mit dem Myonen oberhalb 1 TeV mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 50% gemessen werden können.

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung | 4 |
| 2.2 | Die Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung | 6 |
| 2.3 | Schematische Darstellung eines Luftschauers : | 8 |
| 2.4 | Die Verteilung der Zahl hadronischer Wechselwirkungen für die Elternteilchen eines Myons. | 10 |
| 2.5 | Der Abstand hochenergetischer Myonen von der Schauerachse | 10 |
| 2.6 | Myonintensitäten und Winkelabhängigkeit des Myonflusses | 12 |
| 2.7 | Die longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Schauer | 14 |
| 2.8 | Das Energiespektrum von Myonen in p- und Fe-induzierten Schauern | 16 |
| 2.9 | Schematische Übersicht über KASCADE | 18 |
| 2.10 | Der Zentraldetektor | 19 |
| 3.1 | Das Signal eines TRD | 24 |
| 3.2 | Der Energieverlust durch Ionisation | 26 |
| 3.3 | Der mittlere Energieverlust von Myonen | 28 |
| 4.1 | Feynman-Diagramme radiativer Prozesse | 29 |
| 4.2 | Das Energiespektrum einzelner Paare | 33 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.3 | Die Myon-Nukleon Wechselwirkung | 34 |
| 4.4 | Der Energieübertrag durch radiative Prozesse in Blei | 35 |
| 4.5 | Energieverlustspektren in Blei und Eisen | 37 |
| 4.6 | Der relative Energieverlust | 40 |
| 4.7 | Vergleich des Gesamtenergieverlustes durch die einzelnen Prozesse | 41 |
| 4.8 | Die Anzahl erzeugter Paare in Blei und Eisen | 44 |
| 4.9 | Die Anzahl der Paare in 120 cm Blei | 44 |
| 4.10 | Die Zahl der Sekundärteilchen in Bleiabsorbern unterschiedlicher Dicke | 45 |
| 4.11 | Die Anzahl erzeugter Paare in 30 cm Pb und Fe | 47 |
| 5.1 | Die Meßanordnung | 50 |
| 5.2 | Der Aufbau des Blei-TMS-Kalorimeters | 51 |
| 5.3 | Vergleich zwischen Myonsignal und elektronischem Rauschen | 53 |
| 5.4 | Der Aufbau des Ionisationsdetektors | 56 |
| 5.5 | Lebensdauer und Verunreinigungskonzentration in den Modulen des Blei- kalorimeters | 59 |
| 5.6 | Das Blockschaltbild eines Auslesekanals | 61 |
| 5.7 | Das Blockschaltbild der Triggerlogik | 62 |
| 6.1 | Der Energieverlust durch Ionisation im Bleikalorimeter | 66 |
| 6.2 | Die Akzeptanz für den Durchgang von horizontalen Myonen | 68 |
| 6.3 | Der gemessene Myonfluß zwischen 75° und 90° | 69 |
| 6.4 | Rekonstruktion von Schauern | 70 |
| 6.5 | Die gemessene Schauerzahl | 71 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.6 | Der gemessene Energieübertrag | 72 |
| 6.7 | Der Wirkungsquerschnitt für Paarproduktion | 76 |
| 6.8 | Vergleich zwischen Simulation und Likelihood-Funktion | 76 |
| 6.9 | Die Verbesserung der Energieauflösung in einem 120 cm dicken Absorber . | 77 |
| 6.10 | Die Akzeptanz für hochenergetische Myonen | 80 |
| 6.11 | Das gemessene Energiespektrum horizontaler Myonen | 81 |
| 6.12 | Die Bestimmung des Spektralindex | 81 |
| 6.13 | Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung | 83 |
| 7.1 | Die Häufigkeit, mit der 2 Schauer auftreten, als Funktion der Absorberdicke | 87 |

Literaturverzeichnis

- [1] V. F. Hess, *Phys. Z.* **13** (1912) p 1084
- [2] D. Müller et al., *Astrophys. J.* **374** (1991) p 356
- [3] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** (1949) p 1169
- [4] A. M. Hillas, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) p 425
- [5] J. Wdowczyk, A. W. Wolfendale, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39** (1989) p 43
- [6] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*
Frontiers in Physics Vol.76 Addison-Wesley, ISBN 0-201-17634-3
- [7] G. Smoot in *Particle Astrophysics: The NASA cosmic ray program for the 1990 and beyond, Greenbelt, Md, 1989* Editor W. V. Jones,
AIP Conf. Proc. **203** (1990) p 67
S. P. Swordy in *Particle Astrophysics: The NASA cosmic ray program for the 1990 and beyond, Greenbelt, Md, 1989* Editor W. V. Jones,
AIP Conf. Proc. **203** (1990) p 125
- [8] O. C. Allkofer, P. K. F. Grieder, *Physics Data* Nr. **25-1** (1984)
- [9] L. V. Volkova et al., *Nuovo Cim.* **10 C** (1987) p 465
- [10] P. Gabriel, *Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich bis 10^{15} eV,*
KfK Report 5012 (April 1992)
- [11] C. Grupen, *Physik in unserer Zeit* **16** (1985) p 69
- [12] J. E. Allen, A. J. Apostolakis, *Proc. Roy. Soc. A* **265** (1961) p 117
- [13] S. Matsuno et al., *Phys. Ref. D* **29** (1984) p 1

- [14] C. Grupen, *Fortschritte der Physik* **23** (1976) p 127
- [15] R. K. Adair, H. Kasha in *Muon Physics Vol. 1* p 323
Editors: V. W. Hughes, C. S. Wu
Academic Press, ISBN 0-12-360601-2; New York, London, 1977
- [16] E. Châtelet et al., *J. Phys. G.* **18** (1992) p 951
- [17] N. Capdevielle et al., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Code CORSIKA*,
KfK Report 4998 (1992)
- [18] P. Doll et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*,
KfK Report 4686 (Juni 1990)
- [19] J. Horzel, *Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung von Vieldraht - Proportional-*
kammern mit kosmischen Myonen,
KfK Report 4815 (Dezember 1990)
- [20] S. Higashi et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **150** (1978) p 387
- [21] Y. Muriaki et al., *Phys. Ref. D* **28** (1983) p 40
- [22] M. Castellano et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **A256** (1987) p 38
- [23] J. Cobb et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **140** (1977) p 413
- [24] M. L. Cherry, *Phys. Rev. D* **17** (1978) p 2245
- [25] S. P. Swordy et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A193** (1982) p 591
- [26] M. Baake et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **A281** (1989) p 325
- [27] R. Belotti et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **A305** (1991) p 192
- [28] D. Errede et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **A309** (1991) p 386
- [29] A. H. Walenta et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **161** (1979) p 45
- [30] R. M. Sternheimer et al., *Phys. Rev. B* **3** (1971) p 3681
- [31] J. H. Cobb et al., *Nucl. Inst. and Meth.* **133** (1976) p 315
- [32] R. P. Kokoulin, A. A. Petrukhin, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 263** (1988) p 468
- [33] W. Lohmann et al., *CERN Report EP 85-03* (1985)

- [34] N. Chaudhuri, M. S. Sinha, *Nuovo Cim.* **32** (1964) p 854
- [35] J. C. Barton et al., *Proc. Phys. Soc.* **87** (1966) p 101
- [36] S. Chin et al., *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.* **29 suppl 4** (1970) p 65
- [37] W. Stamm et al., *Nuovo Cim. A* **51** (1979) p 242
- [38] K. Mitsui et al., *Nuovo Cim.* **73 A** (1983) p 209
K. Mitsui et al., *Nuovo Cim.* **73 A** (1983) p 235
- [39] H. J. Bhabha, *Proc R. Soc. London, Ser. A* **164** (1938) p 257
- [40] H. A. Bethe, W. Heitler, *Proc R. Soc. London, Ser. A* **146** (1934) p 83
- [41] A. A. Petrukhin, V. V. Shestakov, *Can. J. Phys.* **46** (1968) p 377
- [42] S. R. Kel'ner, Yu. D. Kotov, *Sov J. Nucl. Phys.* **7** (1968) p 237
S. R. Kel'ner, Yu. D. Kotov, *Can. J. Phys.* **46** (1968) p 387
- [43] R. P. Kokoulin, A. A. Petrukhin,
Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29 suppl 4** (1970) p 277
- [44] R. Brun et al., *GEANT 3.14 Program code* CERN DD Division (1990)
- [45] K. Kobayakawa, *Nuovo Cim.* **47 B** (1966) p 157
- [46] L. B. Bezrukov, É. V. Bugaev, *Sov. J. Nucl. Phys* **33** (1981) p 635
- [47] A. Okada et al., *Fortschritte der Physik* **32** (1984) p 135
- [48] R. Trezeciak, *Diplomarbeit* Universität Karlsruhe 1991
- [49] U. Amaldi, **CERN Report EP 80-212** (1980)
- [50] M. K. Moe, *Nuovo Cim.* **66 B** (1970) p 90
- [51] J. Del Peso, E. Ros, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 276** (1989) p 456
- [52] J. Unger, *Messung des Energieverlustes von Myonen der kosmischen Strahlung* ,
KfK Report 5158
Diplomarbeit Universität Karlsruhe 1993
- [53] B. Aubert et al. (WALIC-Kollaboration),
Nucl. Instr. and Meth. **A 316** (1992) p 165

- [54] H.-J. Behrend et al., *Physica Scripta* **23** (1981) p 610
- [55] H. Jokisch et al., *Phys Rev D* **19** (1979) p 1368
- [56] E. Kreyszig, *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*, 7. Auflage 1979
Vanderhoeck & Ruprecht, ISBN 3-525-40717-3
- [57] W. T. Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics*, 1971
North Holland Publishing Company Amsterdam London, ISBN 0 7204 0239 5
- [58] H. Komori, K. Mitsui, *Nuovo Cim.* **4 C** (1981) p 52
- [59] M. G. Thompson, M. R. Whalley, *J. Phys. G* **1** (1975) p L48
- [60] A. D. Erlykin et al., *J. Phys. A* **7** (1974) p 2074
- [61] T. K. Gaisser, *J. Geophys. Res.* **79** (1974) p 2281