



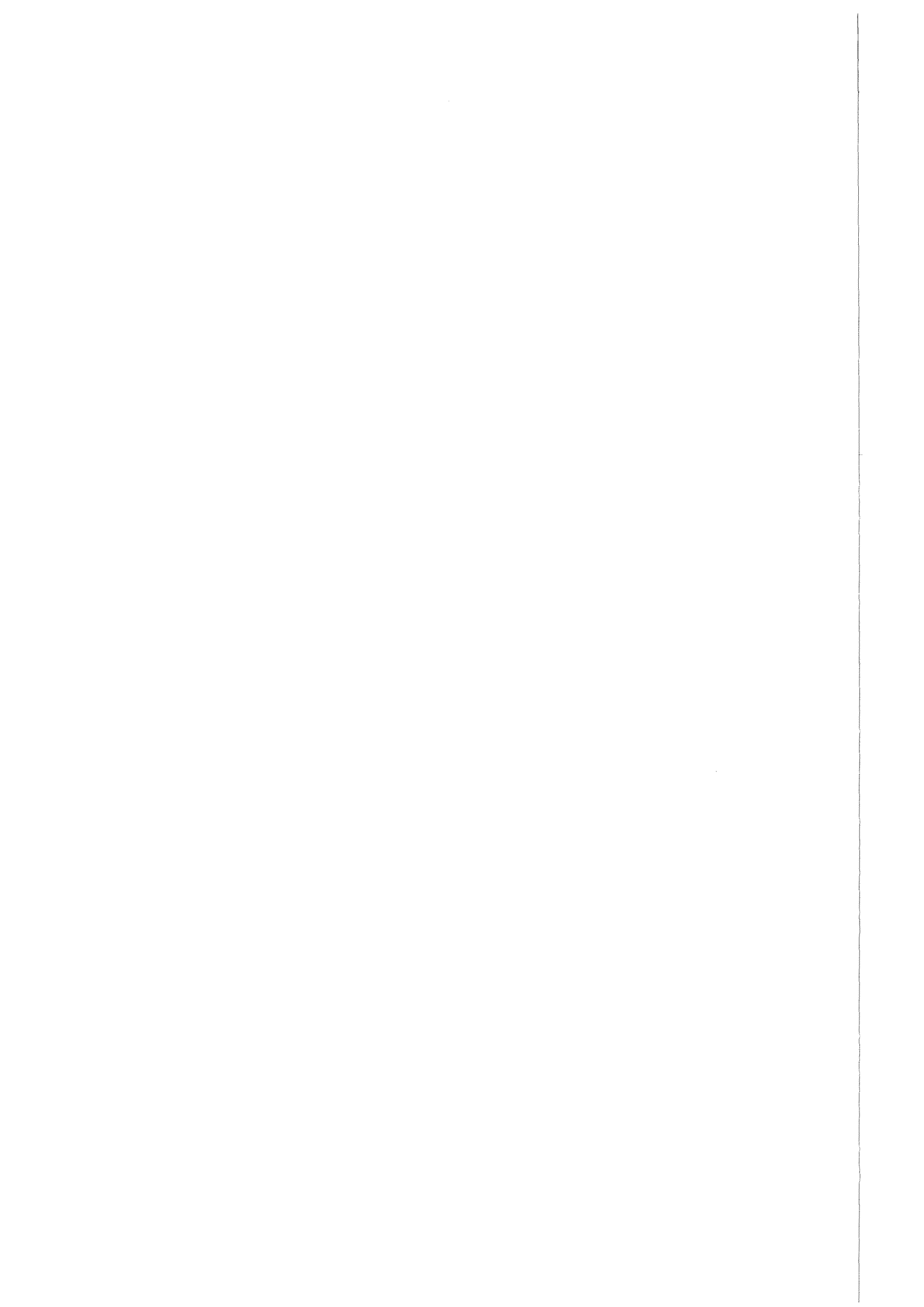
Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6214

**Analyse von Myon-
Multiplizitätsverteilungen mit den
Vieldraht-Proportionalkammern
des KASCADE-Experiments**

K. U. Köhler
Institut für Kernphysik

Dezember 1998



FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6214

**Analyse von Myon-Multiplizitätsverteilungen
mit den Vieldraht-Proportionalkammern des
KASCADE-Experiments**

K. U. Köhler

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Überblick

Im Keller des Zentraldetektors des KASCADE-Experiments ermöglichen 32 Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) die Messung von Orten und Richtungen von Myonen in ausgedehnten Luftschauern. In den MWPC können Anhäufungen mehrerer Teilchenspuren auf engem Raum (Bündel) und große Anzahlen angesprochener Nachweiselektroden (Cluster) auftreten. Diese Phänomene werden eingehend untersucht. Es zeigt sich, dass Fluktuationen bei der Luftschauerentwicklung und hochenergetische Hadronen die Hauptursachen von Bündeln und Clustern sind. Der Fehler, der durch diese Phänomene bei der Bestimmung der Myonanzahl entsteht, wird abgeschätzt. Für große Abstände ($R > 30$ m) vom Schauerzentrum ist er vernachlässigbar. Eine quantitative Bestimmung des Fehlers bei kleineren Abständen ist aufgrund nicht vollständig bestückter Lagen des Hadron-Kalorimeters noch nicht möglich. Für die rekonstruierten Luftschauer wird die Myondichte im Bereich der MWPC bestimmt und deren Relation zum primären Energiespektrum und der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung ermittelt. Die Verteilung der Myondichten für unterschiedliche Schauergrößen und insbesondere die Breite dieser Verteilung kann zur Bestimmung der Zusammensetzung beitragen. Es zeigt sich, dass eine quantitative Analyse eine höhere statistische Genauigkeit der Monte-Carlo-Simulationen benötigt. In den hier vorgestellten Untersuchungen deutet sich eine Tendenz zu schwereren Primärteilchen für größere Energien an. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wird das gemessene Myondichtespektrum in das Spektrum der Primärenergie umgerechnet. In beiden Spektren wird ein Knie gefunden, für das eine Primärenergie von etwa $5 \cdot 10^{15}$ eV ermittelt wird. Der Spektralindex des Energiespektrums ändert sich von ca. -2.8 nach ca. -3.1.

Abstract

Analysis of muon multiplicity distributions with the multiwire proportional chambers of the KASCADE experiment

A system of 32 multiwire proportional chambers (MWPC) installed in the basement of the central detector of the KASCADE experiment allows a position sensitive registration of muons in extensive air showers ($E_\mu \geq 2 \text{ GeV}$) and a determination of their direction of incidence. There occur spatial accumulations of several particle traces within a small area (bundles) as well as large numbers of simultaneously responding electrodes (clusters). The bundles and clusters originate mostly from fluctuations during the development of an air shower and from high energetic hadrons. The error of the reconstructed number of muons resulting from these effects is estimated. It is negligible for large core distances. Due to incomplete coverage of the area of the lower detector layers of the hadron calorimeter a quantitative determination of the error for smaller core distances is not possible yet. The muon density within the area covered by the MWPC is determined for reconstructed air showers. The relation between the muon density and the energy spectrum and the chemical composition of cosmic rays is studied. The muon density distribution, classified along shower sizes, especially the extension of this distribution, proves to be sensitive to the chemical composition. It turns out that higher statistical accuracy of Monte-Carlo simulations is required for a detailed analysis. The presented investigations show a tendency towards heavier primary masses with increasing energy. By means of Monte-Carlo simulations the measured muon density spectrum is converted to the spectrum of the primary energy. In both spectra a knee can be found corresponding to a primary energy of about $5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$. The index of the energy spectrum changes from approx. -2.8 to approx. -3.1.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Myonkammern des KASCADE-Experiments	10
2.1	Aufbau und Funktionsweise	10
2.2	Einfluss von Wetterbedingungen	15
3	Rekonstruktion der Myonkammerdaten	20
3.1	Allgemeine Rekonstruktion	20
3.2	Bündel und Cluster in den Myonkammern	23
3.3	Bündel und Cluster bei großen Core-Abständen	29
3.4	Bündel und Cluster bei kleinen Core-Abständen	30
3.5	Vergleich mit Simulationsrechnungen	32
4	Entstehungsursachen von Bündeln und Clustern	38
4.1	Statistische Fluktuationen	38
4.2	Hochenergetische Hadronen	41
4.3	Weitere Ursachen	47
5	Untersuchung von Luftschauern	50
5.1	Fluktuationen in Myondichteverteilungen	52
5.2	Myondichtespektren	60
6	Zusammenfassung und Ausblick	70
	Literaturverzeichnis	74

1 Einleitung

Der österreichische Physiker Victor Hess fand in den Jahren 1911 und 1912 mit Hilfe von Messungen während Ballonflügen heraus, dass die Ionisation der Luft mit zunehmender Höhe zunächst abfällt, danach aber ab etwa 800 m ü. d. M. stark ansteigt [Hes12]. Aus diesen Untersuchungen schloss er, dass es eine aus dem Weltall stammende ionisierende Strahlung mit großem Durchdringungsvermögen geben muss, die ständig die Erde trifft. R. A. Millikan, der in den Jahren 1923 bis 1926 mit Experimenten in großen Höhen und unter Wasser die Ergebnisse von Hess bestätigte, gab dem Phänomen den Namen *kosmische Strahlung* (*Cosmic Rays, CR*) [MiC26].

Pro Quadratmeter und Sekunde wird die Erdatmosphäre von etwa 1000 Teilchen dieser Strahlung getroffen. Es handelt sich dabei zum größten Teil um vollständig ionisierte Atomkerne und zu geringen Anteilen um Elektronen ($< 1\%$) sowie um Photonen ($< 0.1\%$). Protonen machen 90% der Atomkerne aus, 9% sind Alphateilchen und beim Rest handelt es sich um schwerere Kerne bis zu Eisen [Gai90]. Die bisher höchsten bei kosmischen Teilchen gemessenen Energien liegen bei ca. 10^{20} eV [YoD98].

Abbildung 1.1 zeigt das aus den Ergebnissen bisheriger Messungen zusammengestellte Spektrum des differenziellen Flusses der kosmischen Strahlung. Es folgt zunächst einer steil abfallenden Potenzfunktion mit einem Exponent von ca. -2.7. Im Energiebereich zwischen $E = 10^{15}$ eV und $E = 10^{16}$ eV besitzt das Spektrum einen Knick, das sogenannte *Knie*. Es schließt sich ein noch steilerer Abfall mit einem Exponent von etwa -3.0 an. Die Ursache für diesen Knick blieb bislang ungeklärt.

Weitgehend offen blieben bisher auch Fragen bezüglich des Ursprungs der kosmischen Strahlung, der Mechanismen, mit denen die Primärteilchen auf ihre hohen Energien beschleunigt werden, sowie des Transports der hochenergetischen Teilchen durch das interstellare Medium.

Die direkte Messung der kosmischen Strahlung mit Detektoren in Ballons oder Satelliten ist aufgrund der starken Abnahme des Teilchenflusses mit zunehmender Energie nur bis zu Teilchenenergien von etwa 10^{14} eV möglich.

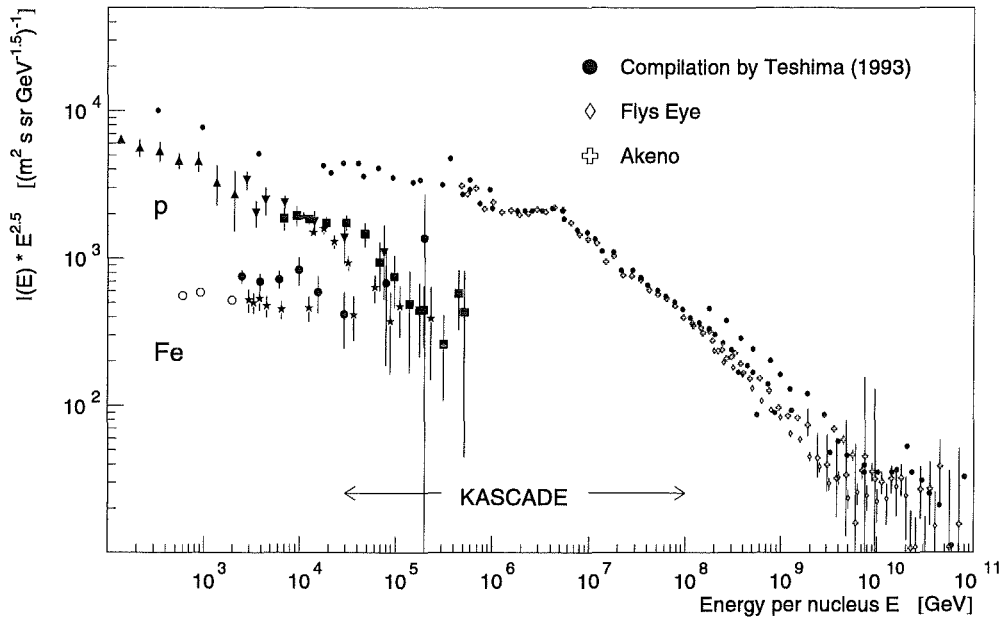


Abbildung 1.1: *Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung. Die eingetragenen Daten entstammen einer Zusammenstellung von Teshima [Tes93] sowie aus Messungen mit dem Fly's-Eye-Detektor [Bir93] und der Akeno-Detektoranlage [Nag92, Yos95]. Zusätzlich sind die Ergebnisse verschiedener direkter Messungen für Protonen [Asa93a, Iva93, Rya72, Zat93] und Eisen [Asa93b, Eng90, Iva93, Mül91] sowie der Messbereich von KASCADE eingetragen. Zur Verdeutlichung der Änderung in der Steigung ist der Fluss mit $E^{2.5}$ multipliziert.*

Für die effiziente Untersuchung höherer Energien ist man auf erdgebundene Messungen angewiesen. Dabei macht man sich zu Nutze, dass die Teilchen der kosmischen Strahlung durch nukleare Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen der Erdatmosphäre in Höhen von 20 bis 100 km einen *ausgedehnten Luftscher* (*Extensive Air Shower, EAS*) auslösen, der am Erdboden nachgewiesen werden kann (siehe Abbildung 1.2).

Bei Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Atmosphäre geht die kinetische Energie des Primärteilchens in die Erzeugung von Sekundärteilchen

(z.B. π^0 , π^\pm , K^0 , K^\pm , p , n , \bar{p} , \bar{n}) über, welche genügend Energie besitzen können, um selbst wieder neue Teilchen zu erzeugen, so dass eine Kaskade sekundärer Teilchen entsteht. Die Charakteristika von EAS hängen von der Masse und der Energie des Primärteilchens sowie von den Eigenschaften der hochenergetischen Wechselwirkungen ab, obwohl Überlagerungen mit Fluktuationen vorliegen. Die genaue Untersuchung der *sekundären kosmischen Strahlung* mit der Rekonstruktion von Schauerparametern ermöglicht es, Rückschlüsse auf die Natur des Primärteilchens zu ziehen.

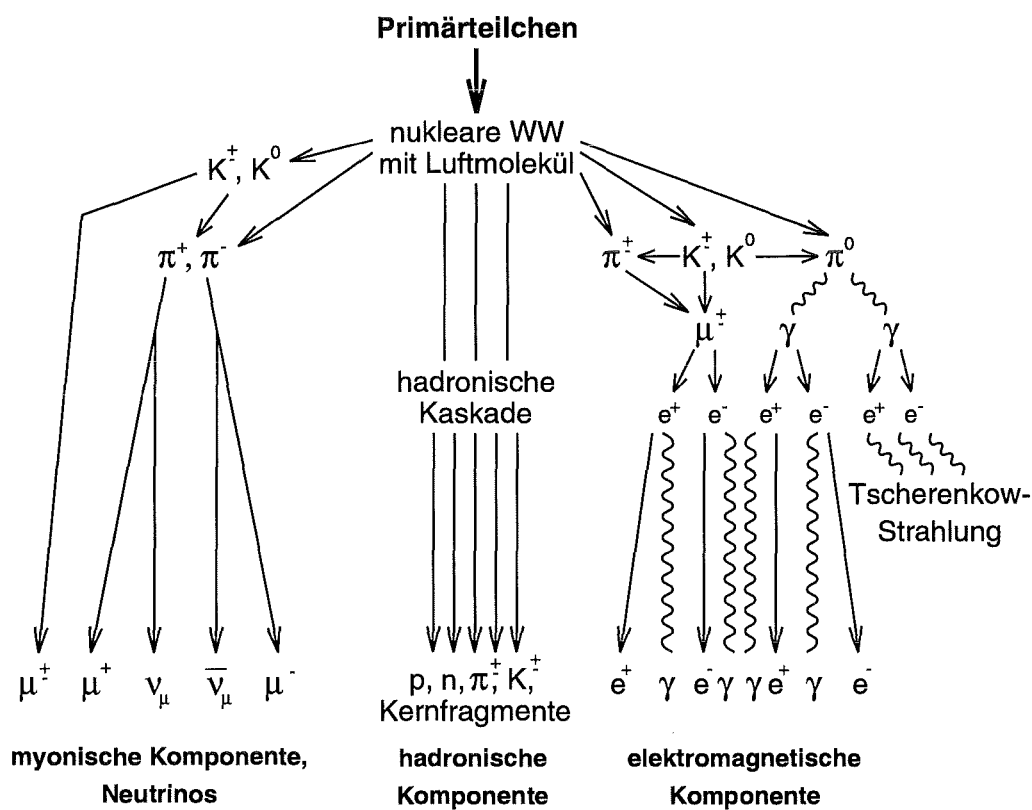


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers mit seinen Hauptkomponenten.

Innerhalb eines ausgedehnten Luftschauers können die folgenden vier Teilchenkomponenten unterschieden werden (vgl. Abbildung 1.2):

Die bei Kernstößen entstehenden Baryonen (Protonen, Neutronen, Hyperonen, etc.), Mesonen (Pionen, Kaonen, etc.) und Kernfragmente bilden die *hadronische Komponente*. Da hochenergetische sekundäre Hadronen einen relativ kleinen Transversalimpuls aufweisen, sind diese hauptsächlich in Abständen von weniger als 10 bis 15 m um die verlängerte Flugrichtung des Primärteilchens, die sogenannte *Schauerachse*, zu finden und bilden den *Schauerkern* [Gab92].

Aufgrund ihrer äußerst kurzen Lebensdauer von ungefähr 10^{-16} s zerfallen die neutralen Pionen der hadronischen Komponente ohne weitere Wechselwirkungen in zwei Photonen. Dieser Zerfall ist Auslöser der *elektromagnetischen Komponente* im Schauer. Die Photonen erzeugen durch Paarbildung Elektron-Positron-Paare ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$), die wiederum mittels Bremsstrahlung Photonen generieren. Auf diese Weise entstehen elektromagnetische Kaskaden, die den größten Teil der Teilchenanzahl innerhalb eines EAS stellen. Die Teilchenanzahl in einer solchen Kaskade nimmt solange zu, bis die mittlere Energie der Elektronen die kritische Energie in Luft $E_c = 84$ MeV unterschreitet. Danach überwiegt der Energieverlust durch Ionisation von Luftatomen und die Teilchenanzahl geht wieder zurück. Die Anzahl von Elektronen in einem Schauer wird als Maß für die *Schauergröße* des EAS verwendet. Bei Primärenergien in der Größenordnung von 10^{15} eV hat die elektromagnetische Komponente auf Meeresebene zum Beispiel eine radiale Ausdehnung von typischerweise 100 bis 150 m und enthält etwa 10^5 Teilchen.

Aus dem Zerfall der geladenen Mesonen geht die *myonische Komponente* hervor. Die wichtigsten Reaktionen sehen wie folgt aus: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$. Die Myonen wechselwirken nur elektroschwach und verlieren aufgrund ihrer großen Masse nur einen geringen Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung. Sie sind in der Lage, die Erdatmosphäre praktisch ungestört zu durchdringen. Somit ist es möglich, mittels Messung von Myonspuren auf den Ort ihrer Entstehung zu schließen. Die Gesamtausdehnung des myonischen Anteils am Erdboden liegt in der Größenordnung von einigen hundert Metern. Die Myonlateralverteilung zeigt für Schauer, die von verschiedenen Primärteilchen ausgelöst werden, deut-

liche Unterschiede [Lei98]. Protoninduzierte Luftschauer haben, verglichen mit eiseninduzierten, eine höhere Myondichte im Zentrum des Schauers. Dies bedeutet, dass bei gleicher Gesamtmyonanzahl die Lateralverteilung für Protonschauer nach außen hin schneller abfällt. Die Gesamtanzahl der Myonen in einem EAS ist ein wichtiger Parameter bei der Schaueranalyse, weil das Verhältnis zwischen Myonanzahl und Elektronenanzahl (N_μ/N_e) ein wichtiger Wert für die Identifikation des Primärteilchens ist [Gab92]. Außerdem kann die Gesamtmyonanzahl zur Unterscheidung von hadron- und photoninduzierten Schauern verwendet werden.

Mit der myonischen Komponente entsteht auch die *Neutrinokomponente* bei Prozessen der schwachen Wechselwirkung. Aufgrund der sehr geringen Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit von Neutrinos mit Materie kann diese Komponente nur in Unterwasser- oder Untergrundexperimenten, wie sie zur Lösung des Sonnenneutrino-Problems aufgebaut wurden, untersucht werden, da dort ein vergleichsweise geringerer Untergrund an Myonen vorliegt [Bru97].

Auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49° nördl. Breite, 8° östl. Länge) befindet sich in einer Höhe von 110 m ü. d. M. das Experiment **KASCADE** (*KARlsruhe Shower Core and Array DETektor*) [Dol90, Kla97a]. Abbildung 1.3 veranschaulicht den Aufbau des Experiments, dessen vorrangige Ziele die Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich 10^{14} eV bis 10^{17} eV sind. Im Gegensatz zu vielen anderen Luftschauerexperimenten ist es mit dem KASCADE-Experiment durch die Kombination verschiedener Detektorkomponenten möglich, die elektromagnetische, die hadronische und die myonische Komponente eines EAS simultan zu messen.

Das Experiment KASCADE setzt sich aus den im Folgenden aufgeführten Detektorsystemen zusammen (vgl. Abbildung 1.3):

Auf einer 200×200 m² großen Fläche bilden 252 Detektorstationen ein Detektorfeld, das sogenannte *Array*. Es dient der Messung der elektromagnetischen und der myonischen Komponente eines EAS. Jeweils 16 Stationen bilden ein *Array-Cluster* und verfügen über eine gemeinsame Elektronik, die in einer Kontrollstation in der Mitte des Array-Clusters untergebracht ist.

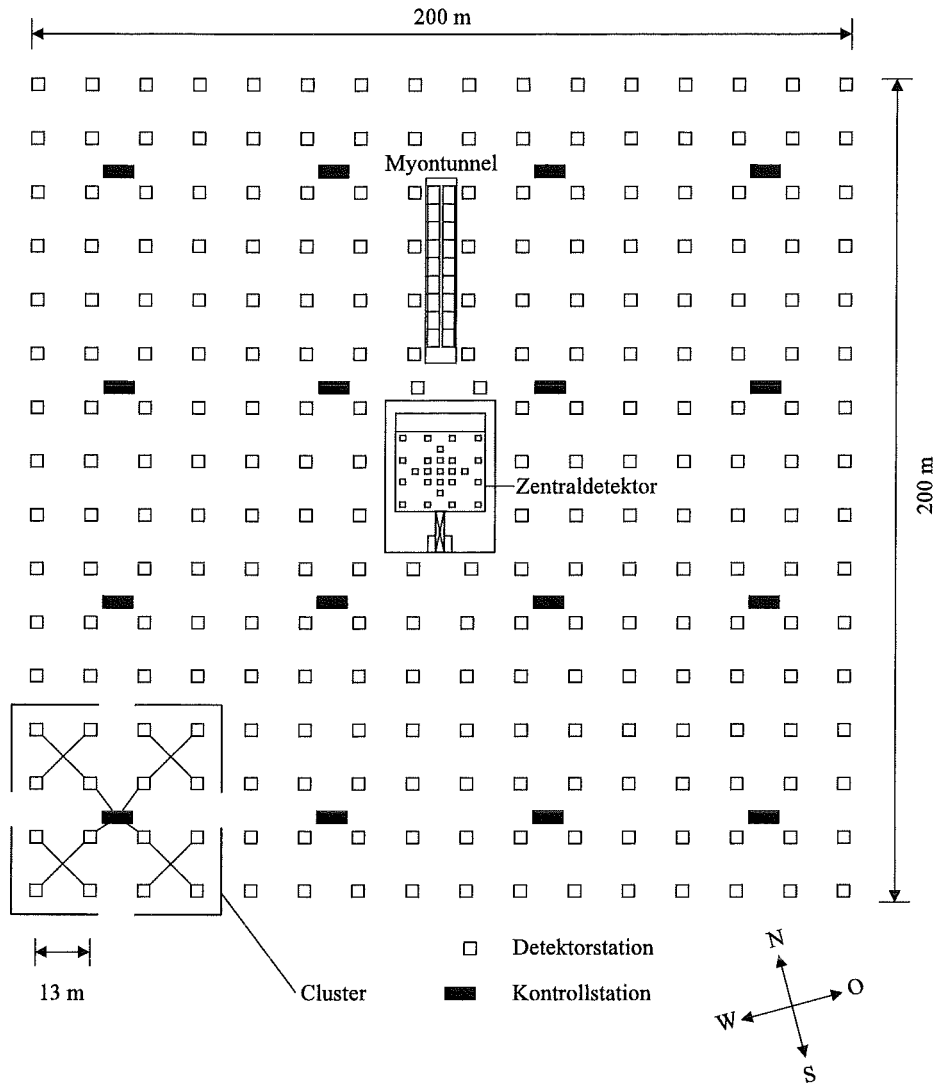


Abbildung 1.3: *Der Aufbau des Luftschauereperiments KASCADE.*

Die Detektorhütten der äußeren zwölf Array-Cluster sind mit zwei Flüssigszintillationszählern zur Messung der elektromagnetischen Komponente bestückt und enthalten zusätzlich unter einer 10 cm dicken Abschirmung aus Eisen und Blei vier Plastiksintillatoren zur Detektion von Myonen. Die Abschirmung entspricht 20 Strahlungslängen und bewirkt eine Energieschwelle für Myonen von ca. 300 MeV. Die inneren vier Array-Cluster bestehen aus nur jeweils 15 Stationen mit je vier e/γ -Detektoren pro Hütte. Sie enthalten im

Gegensatz zu den äußeren Array-Clustern keine Myondetektoren. Mit Hilfe des Arrays können die Lateralverteilungen der Elektronen und der Myonen einzelner EAS sowie die Ankunftszeiten von Teilchen in den e/γ -Detektoren ermittelt werden. Aus diesen Daten lassen sich unter anderem das Zentrum des Schauers, dessen Einfallsrichtung sowie die Gesamtanzahlen von Elektronen und Myonen bestimmen [Kla97b].

Innerhalb des nördlichen Teils des Arrays liegt der *Myontunnel*, der sich derzeit noch im Aufbau befindet [Dol95]. Er soll die Myonnachweisfläche erhöhen und eine bessere Bestimmung der Myonlateralverteilung ermöglichen. Im Endzustand wird unter einer 18 elektromagnetischen Strahlungslängen dicken Abschirmung aus Erde, Eisen und Beton eine Anordnung aus 16 Detektortürmen installiert sein. Jeder dieser Türme verfügt über drei Lagen von Detektoren, die aus vier Meter langen *Streamertubes* zwischen zwei Lagen von Auslesestreifen bestehen. Zusammen mit gleichartigen Detektoren an den Seitenwänden des Tunnels wird diese Anordnung eine aktive Fläche von 144 m^2 haben und die Rekonstruktion von Myonspuren möglich machen.

In der Mitte des KASCADE-Arrays befindet sich der *Zentraldetektor*, der weitere vier Detektorkomponenten beinhaltet (siehe Abbildung 1.4).

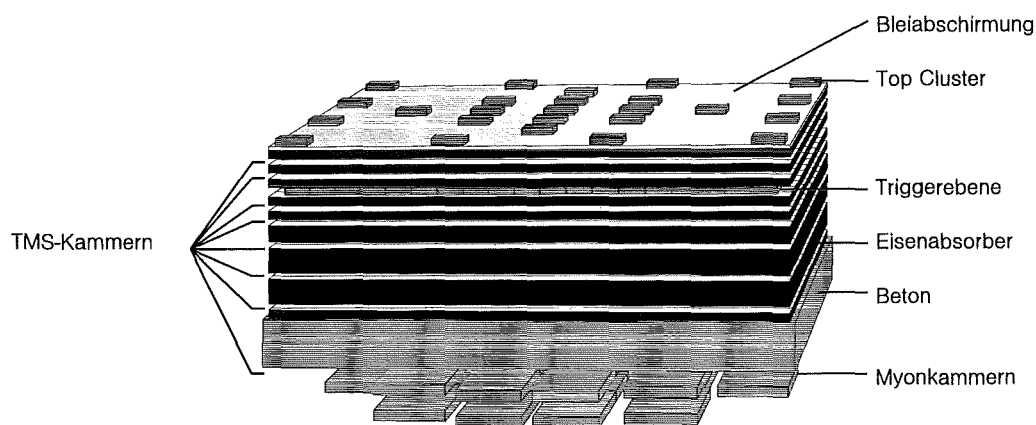


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des KASCADE-Zentraldetektors.

Auf dem Dach des Zentralgebäudes befindet sich das *Top-Cluster*, das einerseits die durch den Zentraldetektor bedingte Lücke der e/γ -Detektoren im Array schließen soll und außerdem die Möglichkeit bietet, niederenergetische Luftschauer zu untersuchen [Hae96, Ant97]. Es handelt sich bei dem Top-Cluster um ein Detektorfeld aus 25 Detektormodulen, die jeweils zwei Plastikszintillatoren enthalten. Das Top-Cluster liefert auch Triggersignale für die anderen Komponenten des Experiments.

Den Hauptbestandteil des Zentraldetektors bildet das *Hadron-Kalorimeter*. Es handelt sich dabei um ein Sampling-Kalorimeter mit einer lateralen Ausdehnung von $16 \times 20 \text{ m}^2$, das der Messung der hadronischen Komponente im Kern ausgedehnter Luftschauer dient [Mie94]. Der Absorber wird aus Eisenplatten gebildet, deren Dicke mit zunehmender Tiefe von 12 cm über 24 cm bis 36 cm zunimmt (vgl. Abbildung 1.4). Als unterste Absorberschicht wird die 70 cm dicke Stahlbetondecke des Zentraldetektorkellers verwendet. Über der obersten Eisenlage befindet sich noch eine 5 cm dicke Bleischicht, die verhindern soll, dass hochenergetische Elektronen und Gammaquanten in die oberen Kalorimeterlagen gelangen. Die Absorberdicke von insgesamt 11.4 nuklearen Wechselwirkungslängen reicht aus, um Hadronen mit einer Energie bis zu etwa 10 TeV zu stoppen [Ung97]. Als aktive Elemente sind in acht Lagen etwa 10000 *Flüssigionskammern*, die je vier elektronische Kanäle besitzen, angeordnet. Die Kammern sind mit Tetramethylsilan (TMS) oder Tetramethylpentan (TMP) als Ionisationsmedien gefüllt. Mit dem Kalorimeter kann in ausgedehnten Luftschauern die Anzahl der Hadronen sowie deren Position, Richtung und Energie bestimmt werden.

Zwischen der dritten und vierten Absorberlage des Kalorimeters befindet sich die sogenannte *Triggerebene* [Föl97, Rai97, BrR98]. Diese ist mit 456 Plastikszintillatoren bestückt, die von Array und Top-Cluster unabhängige Triggersignale für die verschiedenen Detektorkomponenten liefern. Dank der guten Zeitauflösung der Detektoren, können mit der Triggerebene auch Ankunftszeitmessungen für Myonen im Zentraldetektor vorgenommen werden [Reb95, Bra98]. Die Triggerebene hat eine Energieschwelle für Myonen, die bei etwa 0.4 GeV liegt.

Unterhalb des Kalorimeters befinden sich zwei Lagen von großflächigen, ortsempfindlichen *Vieldraht-Proportionalkammern* (*MultiWire Proportional*

Chambers, MWPC) zur Messung von Myonen [Her93a]. Die Nachweisschwelle für Myonen liegt, bedingt durch das über den MWPC liegende Kalorimeter, bei 2 GeV. Die 32 Myonkammern sind als 16 sogenannte *Stacks* aus zwei übereinander liegenden Kammern angeordnet, so dass auf einer Fläche von etwa 130 m² neben dem Ort auch die Richtung eines einfallenden Myons rekonstruiert werden kann.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit sollen anhand der mit den Vieldraht-Proportionalkammern ermittelten Myonmultiplizitäten die auftretenden Myondichten für gemessene Luftschaue bestimmt werden. Damit können zum einen Myondichtespektren für feste Abstände vom Schauerzentrum erstellt und interpretiert werden und zum anderen kann eine Untersuchung von ausgedehnten Luftschauern anhand der auftretenden Myondichtefluktuationen vorgenommen werden. Zunächst wird allerdings die Funktionsweise der Myonkammern und deren Verhalten bei Wetteränderungen erläutert. Vor der Analyse von gemessenen EAS erfolgt außerdem eine Untersuchung von Ansammlungen mehrerer Myonen auf enger Fläche, sogenannter *Bündel*, sowie dem als *Cluster* bezeichneten Auftreten vieler nebeneinander liegender angesprochener Anodendrähte und Kathodenstreifen. Diese in den Myonkammern auftretenden Phänomene können die Bestimmung der Myonmultiplizität in den MWPC beeinträchtigen.

2 Die Myonkammern des KASCADE-Experiments

2.1 Aufbau und Funktionsweise

Die Vieldraht-Proportionalkammern von KASCADE dienen der Messung der hochenergetischen myonischen Komponente von ausgedehnten Luftschauern. Bedingt durch das Absorbermaterial des Hadron-Kalorimeters werden nur Myonen mit einer Energie von mehr als 2 GeV gemessen. Mit den MWPC ist es möglich, lokale Myondichten in EAS zu ermitteln, sowie Ort und Richtung einzelner Myonen zu bestimmen.

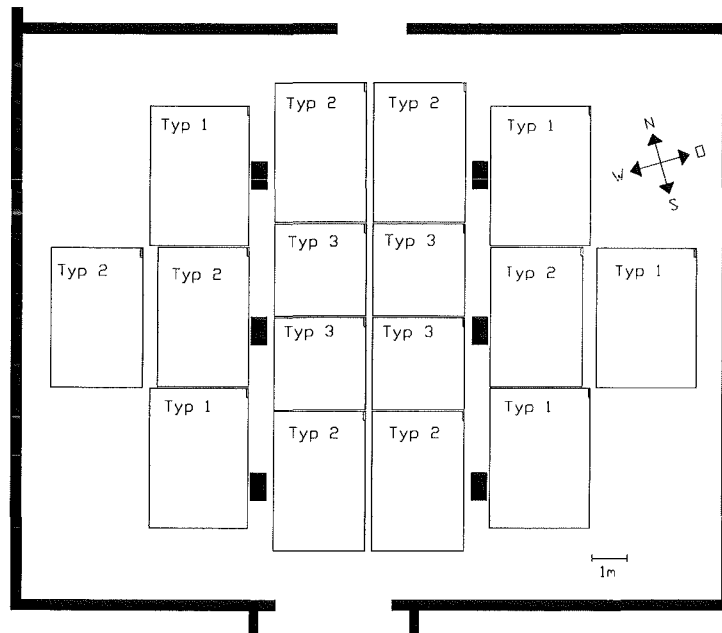


Abbildung 2.1: Die Anordnung der 32 Vieldraht-Proportionalkammern im Keller des KASCADE-Zentraldetektors, von oben betrachtet. Die Größe der dargestellten Kellerfläche beträgt $16 \times 20 \text{ m}^2$.

Um die Rekonstruktion von Myonspuren zu ermöglichen, sind die Myonkammern im Keller des KASCADE-Zentraldetektors in zwei übereinander liegenden Lagen aufgehängt. Dabei bilden je zwei MWPC, die einen Abstand von 38 cm zueinander haben, ein Kammerpaket, das als *Stack* bezeichnet wird. Die in Abbildung 2.1 dargestellte Anordnung der Vieldraht-Proportionalkammern wurde gewählt, um die größtmögliche Flächenbelegung im Zentrum des Zentraldetektors zu erzielen. Dieser Aufbau besitzt eine sensitive Fläche von zwei mal 129 m^2 , was einer Flächenbelegung von 40.3% der $16 \times 20 \text{ m}^2$ großen Kellergrundfläche entspricht sowie von mehr als 60% in einem Ring mit Radius 8 m um das Zentrum des Kalorimeters.

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen ist, kommen bei KASCADE drei Typen von Vieldraht-Proportionalkammern zum Einsatz, die sich in ihren Abmessungen und in der Anzahl von Anodendrähten und Kathodenstreifen unterscheiden (siehe Tabelle 2.1).

Der Aufbau der Vieldraht-Proportionalkammern [Her93a, Hau96a] ist für alle drei Typen identisch (siehe Abbildung 2.2). In der Mitte des 16 mm hohen Gasvolumens befindet sich die Anodenebene, in der abwechselnd Anoden- und Potentialdrähte in Längsrichtung gespannt sind. Bei den Anoden handelt es sich um vergoldete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $20 \text{ }\mu\text{m}$. An ihnen liegt eine Spannung von etwa 1700 V an, die aber für die einzelnen Kammern individuell verschieden ist, um jeweils eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen. Die Potentialdrähte aus

	Anzahl	l_x [cm]	l_y [cm]	A [m^2]	AN	OK	UK
Typ 1	10	262.9	357.8	9.405	208	336	336
Typ 2	14	242.6	357.8	8.678	192	320	320
Typ 3	8	242.6	220.6	5.351	192	256	256

Tabelle 2.1: Anzahl, Breite l_x , Länge l_y und sensitive Fläche A sowie die Anzahlen von Anodendrähten (AN), oberen Kathoden- (OK) und unteren Kathodenstreifen (UK) der drei unterschiedlichen MWPC-Typen.

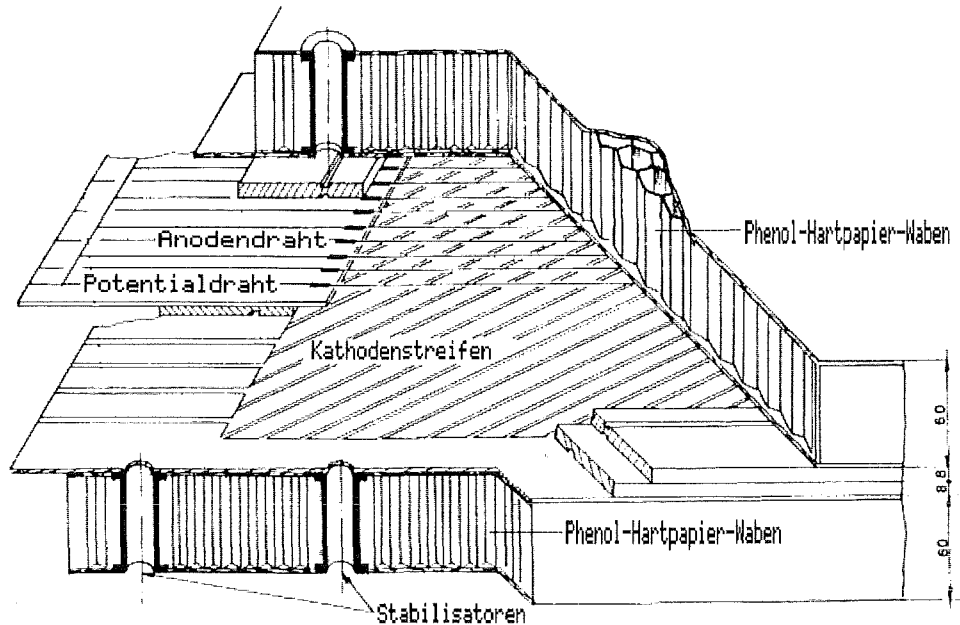


Abbildung 2.2: Aufbau einer Vieldraht-Proportionalkammer. In der Mitte des Gasvolumens sind abwechselnd Anoden- und Potentialdrähte gespannt. Die Kathodenstreifen sind auf die Innenseiten der Kammerdeckel aufgeklebt. Über Platinen werden die Drähte und Streifen mit Spannung versorgt bzw. ausgelesen. Die Wabenkonstruktionen und die Spanndrähte (Stabilisatoren) verleihen der Kammer mechanische Stabilität [Ale81].

Kupfer-Beryllium dienen zur besseren Fokussierung des elektrischen Feldes. Sie sollen ein Übersprechen benachbarter Anoden verhindern, so dass beim Durchgang eines Myons möglichst nur ein Anodendraht anspricht. Bei allen Kammern liegt an den Potentialdrähten eine Spannung von -280 V an. Auf den Innenseiten der Begrenzungsplatten des Gasvolumens sind $35\text{ }\mu\text{m}$ dicke Kupferstreifen als Kathoden aufgeklebt. Die Kathodenstreifen sind 10.6 mm breit, haben jeweils einen Abstand von 2 mm und sind über die zugehörigen Vorverstärker mit Masse verbunden. Die Streifen der oberen Kathoden sind um $+34^\circ$ und die unteren Kathodenstreifen um -34° gegenüber den Anodendrähten gedreht. Dieser Winkel entspricht dem Winkel der Diagonalen einer

Kammer vom Typ 2. Diese Anordnung ermöglicht es, dass die Ausleseelektronik nur an den beiden Stirnseiten jedes Kammertyps angebracht werden muss, da nur dort die Leiterbahnen der Nachweiselektroden enden. Um die mechanische Stabilität der Myonkammern zu erhöhen, sind an die beiden Deckplatten jeweils ca. 6 cm dicke Platten aus wabenförmigen Phenol-Hartpapier-Zellen angebracht. Um ein Zusammen- oder Auseinanderdrücken der recht großen Kammerdeckel zu verhindern, werden je nach Kammergröße ein oder fünf Kunststoff-Distanzstücke mit durchgeführten Spanndrähten als Stabilisatoren verwendet [Ale81].

Als ionisierbares Gas dient bei den Myonkammern von KASCADE ein Gemisch aus Argon und Methan im Volumenverhältnis von 9:1 [Her93b]. Da die durch Luftdruckschwankungen auftretenden Kräfte die Detektoren aufgrund ihrer Leichtbauweise beschädigen würden, können die MWPC nicht bei konstantem Innendruck betrieben werden. Deshalb liegt während des Messbetriebs ein Gasdruck von 2 mbar über dem umgebenden Atmosphärendruck sowie ein Gasdurchfluss von etwa 8 l/h vor. Bei etwa 15 bis 30% des durch die Kammern strömenden Gasgemischs handelt es sich um wiedergewonnenes und zurückgeführtes Abgas. Dem Gemisch aus Argon und Methan wird durch Spülung Isopropanol beigemischt, bevor es den Vieldraht-Proportionalkammern zugeführt wird [ZBP96]. Zum einen dient dieser Alkohol der Absorption von in der Gasverstärkungslawine durch Rekombination entstehenden Photonen und verhindert so das unkontrollierte Anwachsen der Lawine, was als *Quenchwirkung* bezeichnet wird. Zum anderen kann Isopropanol auch Verunreinigungen wie Crack-Reste und Radikale auf den Potentialdrähten entfernen, was bei einer langen kontinuierlichen Laufzeit unentbehrlich ist [Bou70].

Das System zur Auslese der Vieldraht-Proportionalkammern und zur Aufnahme der gemessenen Daten lässt sich in drei Ebenen unterteilen [Mat95]:

Auf sogenannten *Mutterkarten*, die mit Federleisten an den Stirnseiten der Myonkammern angebracht sind, befindet sich die *Kammerelektronik*. Auf einer solchen Mutterkarte ist die analoge Elektronik sowie die digitale Verarbeitung für je 32 Kanäle untergebracht. Die elektrischen Pulse jedes Kanals

werden durch den Vergleich mit einer Schwellenspannung in ein digitales Signal konvertiert, das dem Ansprechen bzw. Nichtansprechen des entsprechenden Anodendrahtes oder Kathodenstreifens entspricht. Ausgelesen werden die MWPC von einem *Ebenenmultiplexer*, der mit einem Transputer bestückt ist und über fünf *Ebenenbusse* mit den einzelnen Mutterkarten der verschiedenen Ebenen einer Myonkammer verbunden ist. Da jede Kammer einen solchen Ebenenmultiplexer besitzt, der direkt an der MWPC befestigt ist, ergibt sich ein Transputernetz von 32 Transputern, die baumartig angeordnet sind [Elz96].

Als Bindeglied zwischen diesem externen Transputerbaum und dem Host-Rechner dienen drei *Link-Interface-Module* (LIM), die mit zwei bis fünf Transputern bestückt sind. Ein LIM verbindet jeweils mehrere Kammerpakete miteinander und fasst die Daten zu einem Datenblock, dem *Myonkammerereignis* zusammen.

Der auf dem LIM 1 befindliche 'Root'-Transputer der Baumstruktur ist mit einem *Transputer-Ethernet-Interface* B300 verbunden, das die Anbindung an den Datenaufnahmerechner, einer DIGITAL AlphaStation 255, herstellt. Über einen zweiten Link ist dieser Transputer mit einem TVC (*Transputer-VME-Controller*) verbunden, der die Triggerung der Myonkammern kontrolliert [Hau96b].

Durchstößt ein Myon eine MWPC, so ionisiert es auf dem Weg durch die Kammer das Gasgemisch. Frei gewordene Elektronen werden zu der Anodenebene beschleunigt, die Kationen zu den oberen oder unteren Kathoden, von denen im Mittel zwei bis drei ansprechen. Zur Rekonstruktion des Myonorts wird jeweils die Mitte der angesprochenen Kathodenstreifen verwendet. Der Durchstoßpunkt (*Hit*) eines minimal ionisierenden Teilchens wird als Schnittpunkt der angesprochenen Anoden sowie oberen und unteren Kathoden - auch als *Triplet* bezeichnet - bestimmt (siehe Abbildung 2.3). Aus den Hits in der oberen und unteren Kammer eines Kammerpakets werden die *Spuren* von Myonen rekonstruiert.

Zum Betrieb der Vieldraht-Proportionalkammern müssen die Hochspannungen der einzelnen Kammern, die Ansprechschwellen der einzelnen

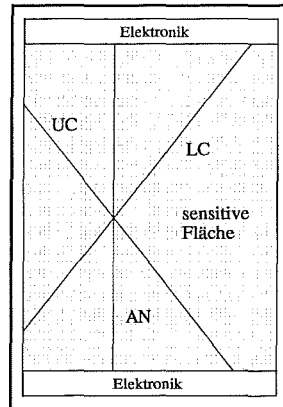


Abbildung 2.3: Rekonstruktion des Durchstoßpunktes eines minimal ionisierenden Teilchens als Tripletts aus Anode (AN), oberer Kathode (upper cathode, UC) und unterer Kathode (lower cathode, LC).

Drähte und Streifen, die Signalverzögerungen (*Delays*) und das aktive Zeitfenster für die MWPC-Signale (*Gate-Weite*) festgelegt werden. Diese vier Betriebsparameter werden so optimiert, dass eine möglichst hohe Effizienz für den Nachweis einzelner Teilchen erzielt wird [Elz96].

2.2 Einfluss von Wetterbedingungen

Um künftig auf wetterbedingte Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Vieldraht-Proportionalkammern besser reagieren bzw. diesen entgegenwirken zu können, soll hier die Reaktion der Kammern auf Änderungen des Wetters untersucht werden. Als Kriterium für die Effizienz einer Myonkammer wird das Verhältnis von Ereignissen verwendet, die ausschließlich Triplets aus Anoden und oberen und unteren Kathoden enthalten, zu solchen Ereignissen, die zusätzlich angesprochene Anoden oder Kathoden aufweisen, die nicht durch Triplets beschrieben werden können [Kre94, Elz96]. Im Folgenden werden die Effizienzen der MWPC und die in den Vieldraht-Proportionalkammern auftretenden Ströme in Abhängigkeit von der relativen

Luftfeuchtigkeit im Keller des Zentraldetektors, den Temperaturen innerhalb und außerhalb des Zentraldetektorgebäudes sowie dem Luftdruck analysiert. Dazu werden die über einen Zeitraum von etwa neun Monaten gemessenen Werte für die Luftfeuchtigkeit sowie die Innen- und Außentemperaturen verwendet. Zusätzlich werden die im betreffenden Zeitraum vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung des Forschungszentrums und der Universität Karlsruhe ermittelten Luftdruckwerte herangezogen, die für das KASCADE-Experiment zentral abgespeichert werden [MET98].

Im Keller des Zentraldetektorgebäudes wird die Innentemperatur durch den Betrieb einer Klimaanlage im Bereich von etwa 22.5°C bis 24.5°C konstant gehalten, so dass die MWPC praktisch keinen Temperaturschwankungen ausgesetzt sind. Dagegen können Schwankungen der Luftfeuchtigkeit und des Luftdrucks im Keller des Zentraldetektors auftreten.

Abbildung 2.4 zeigt die Abhängigkeit der Effizienz sowie des Stroms, der zwischen Anoden und Kathoden fließt, von der relativen Luftfeuchtigkeit im Zentraldetektorkeller. Das für die meisten der 32 Vieldraht-

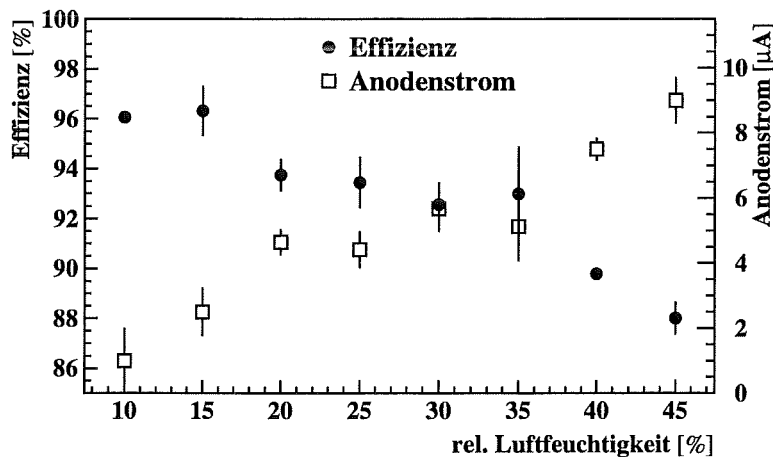


Abbildung 2.4: Effizienz und Anodenstrom einer Vieldraht-Proportional-kammer vom Typ 2 in Abhängigkeit von der im Keller des Zentraldetektors herrschenden relativen Luftfeuchtigkeit.

Proportionalkammern typische Verhalten ist exemplarisch für eine Kammer vom Typ zwei dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Effizienz geringer ist, wenn eine größere Luftfeuchtigkeit herrscht. Dieses Verhalten hat seine Ursache in Kriechströmen, die auf den Platinen, über welche die Anodendrähte mit der Ausleseelektronik verbunden sind, auftreten. Der gemessene Anodenstrom steigt somit mit zunehmender Luftfeuchtigkeit an. Effizienz und Anodenstrom weisen also ein gegenläufiges Verhalten auf.

Neben der Abhängigkeit von der Luftfeuchtigkeit wird auch eine Korrelation von Effizienz und Anodenstrom mit der Temperatur außerhalb des Zentraldetektorkellers gefunden. Dies hat seinen Grund darin, dass eine erhöhte relative Luftfeuchtigkeit im Keller des Zentraldetektors praktisch immer dann auftritt, wenn eine vergleichsweise hohe Außentemperatur vorliegt (vgl. Abbildung 2.5).

Die Abhängigkeiten von Anodenstrom und Effizienz vom vorliegenden Luftdruck sind für die gleiche Kammer in Abbildung 2.6 dargestellt. Mit steigendem Luftdruck steigt auch die ermittelte Effizienz und wie zuvor zeigt sich ein umgekehrtes Verhalten für den Anodenstrom. Zumindest für Letzteren ist diese Abhängigkeit aber nicht ganz so deutlich, wie es bezüglich

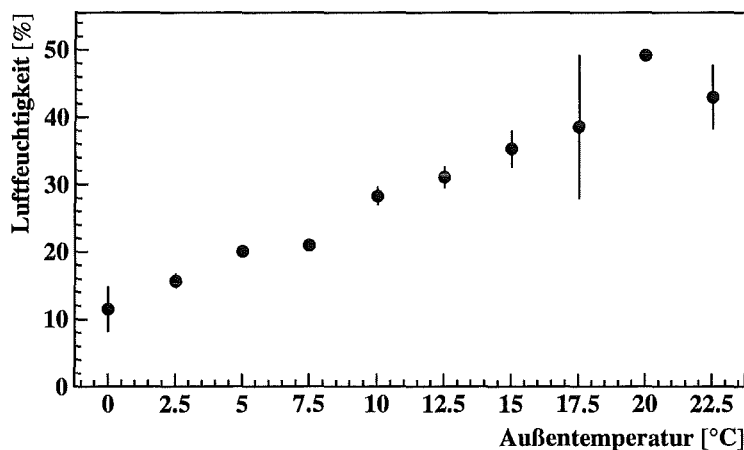


Abbildung 2.5: Zusammenhang zwischen der relativen Luftfeuchtigkeit im Zentraldetektorkeller und der jeweiligen Außentemperatur.

der relativen Luftfeuchtigkeit der Fall ist. Außerdem ist in diesem Fall das Verhalten der betrachteten Kammer nicht repräsentativ für alle Vieldraht-Proportionalkammern. Im Gegensatz zur Abhängigkeit der Effizienz von der relativen Luftfeuchtigkeit zeigen einige der übrigen MWPC eine deutlich schwächere Abhängigkeit vom Luftdruck.

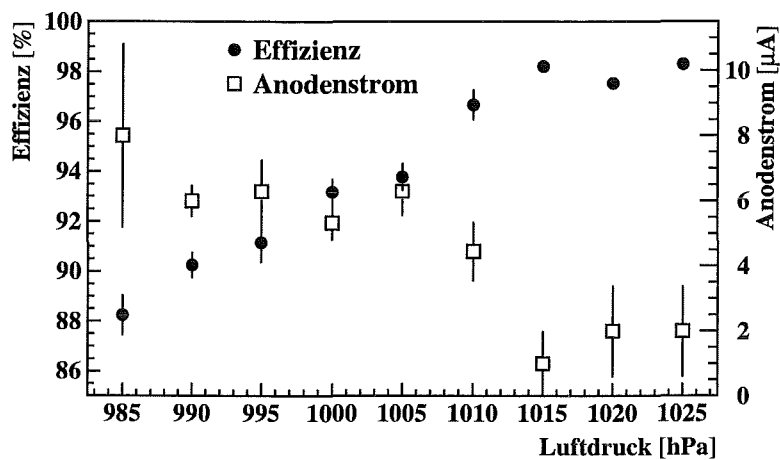


Abbildung 2.6: Verlauf von Effizienz und Anodenstrom einer MWPC vom Typ 2 in Abhängigkeit vom Luftdruck.

Dass der für einige Vieldraht-Proportionalkammern gefundene Einfluss des Luftdrucks nicht in direktem Zusammenhang mit den Abhängigkeiten der Effizienz und des Anodenstroms von Luftfeuchtigkeit bzw. Temperatur steht, macht Abbildung 2.7 deutlich. Es wird keine erkennbare Korrelation des Luftdrucks mit der Luftfeuchtigkeit oder der Außentemperatur gefunden.

Am deutlichsten sinken die Effizienzen von fast allen verwendeten Vieldraht-Proportionalkammern also beim Anstieg der Luftfeuchtigkeit im KASCADE-Keller. Da ein solcher Anstieg allerdings mit dem Anstieg der vorherrschenden Außentemperatur zusammenhängt, kann bei entsprechenden Wetteränderungen diesen Schwankungen künftig rechtzeitig entgegen gewirkt werden, indem die an den Anodenebenen der einzelnen Kammern

anliegenden Spannungen verändert werden. Die Höhe der Anodenspannung hat Einfluss auf den Anodenstrom, welcher wiederum, wie die Untersuchungen deutlich machen, in direktem Zusammenhang mit der Effizienz der entsprechenden Kammer steht.

Es ist außerdem möglich, die Myonkammereffizienzen zu erhöhen, indem die Luftfeuchtigkeit im Keller des Zentraldetektors niedrig gehalten wird. Dies soll durch eine Entfeuchtungsanlage, die in Kürze in Betrieb genommen wird, erreicht werden [Gil98].

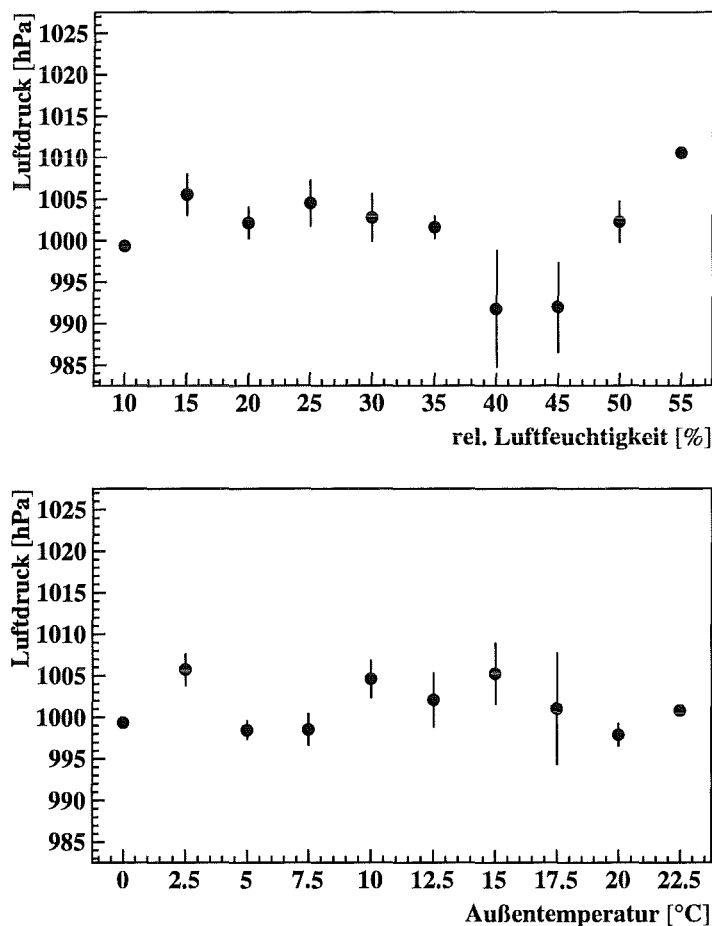


Abbildung 2.7: Luftdruck über der im Keller des Zentraldetektors gemessenen relativen Luftfeuchtigkeit (oben) und über der entsprechenden Außentemperatur (unten). In beiden Fällen ist keine Abhängigkeit erkennbar.

3 Rekonstruktion der Myonkammerdaten

3.1 Allgemeine Rekonstruktion

Aus den Messdaten der verschiedenen Detektorkomponenten des KASCADE-Experiments werden mit Hilfe des Programms KRETA (*Kascade Reconstruction for ExTensive Airshowers*) einzelne Luftschauerereignisse rekonstruiert. KRETA ist in der Lage, sowohl Daten, die von KASCADE gemessen werden, als auch solche, die mit Simulationsprogrammen für die Schauerentwicklung und die Detektorantwort erzeugt werden, zu verarbeiten.

Anhand der Messdaten, welche die Myon- und die e/γ -Detektoren des Arrays liefern, werden für jedes Ereignis globale Schauerparameter ermittelt. Durch Vergleich mit Simulationsergebnissen werden die Energieeinträge in den Detektoren in lokale Dichten von Elektronen und Myonen umgerechnet [Gla98a]. Aus den lokalen Elektrondichten werden über die Anpassung einer NKG-Funktion (*Nishimura-Kamata-Greisen-Funktion* [Gre56]) die Schauergröße (N_e) und der Ort des Schauerzentrums (*Core*) bestimmt. Aus Messungen der Ankunftszeiten in den e/γ -Detektoren können Zenitwinkel Θ und Azimutwinkel Φ der Einfallrichtung des Luftschauers bestimmt werden [May92]. Indem an die mit den Myondetektoren gemessenen lokalen Myondichten eine Greisen-Funktion [Gre60] angepasst und diese integriert wird, lässt sich die Gesamtmyonanzahl (N_μ) ermitteln. Simulationsrechnungen haben gezeigt, dass die Anzahl von Myonen, die sich aus der Integration der jeweiligen Myonlateralverteilung über den Core-Abstand R für $40 \text{ m} \leq R \leq 200 \text{ m}$ ergibt, bei den Gegebenheiten des KASCADE-Experiments ein Maß für die Energie des Primärteilchens, unabhängig von dessen Masse, darstellt. Diese Myonanzahl wird als *truncated number of muons* (N_μ^{tr}) bezeichnet [Web97]. Einer primären Energie von 10^{15} eV

entspricht beispielsweise $lg(N_\mu^{tr})$ von etwa 3.5, der Energie des Knies im Spektrum der Primärenergie (ca. $5 \cdot 10^{15}$ eV) entspricht $lg(N_\mu^{tr}) \approx 4.1$. Der Fehler bei der Rekonstruktion des Schauerzentrums liegt bei 1 m - 2.5 m, je nach Größe des Schauers. Die Ungenauigkeit in der Einfallrichtung beträgt 0.3° . Die Anzahl der Elektronen wird mit 7 % Genauigkeit bestimmt, die der Myonen (N_μ) mit einer Genauigkeit von 16 % [Kla97a]. Die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Parameters N_μ^{tr} liegt bei etwa 10 % [Web97].

Aus den Messergebnissen, die das Eisen-Sampling-Kalorimeter liefert, werden die Orte und Richtungen sowie die Energien von Hadronen, die den Zentraldetektor treffen, bestimmt. In einem ersten Schritt wird aus den größten lokalen Energieeinträgen der verschiedenen Kalorimeterlagen eine Hauptrichtung der Hadronspuren abgeschätzt. Danach wird ausgehend von lokalen Maxima in der siebten Ebene entlang der ermittelten Hauptrichtung nach lokalen Maxima der Energieeinträge in den jeweils darüberliegenden Ebenen gesucht. Eine Hadronspur ergibt sich dann aus mindestens drei gefundenen Spurpunkten, die höchstens durch eine Ebene getrennt sind. Aus den mit der Dicke des darüberliegenden Absorbers gewichteten Energiesummen der Spurpunkte ergibt sich die Energie einzelner Hadronen. Die Energieauflösung liegt für Hadronen mit einer Energie von 100 GeV bei etwa 30 %, für eine Hadronenergie von 10 TeV bei ca. 15 %. Für einzelne Spuren wird in jeder Kalorimeterlage die energiegewichtete Position der Durchstoßpunkte bestimmt. Mittels Geradenanpassung an diese Punkte werden die Auftrefforte und Richtungen der Hadronen rekonstruiert. Einzelne Hadronen können mit dieser Methode bis zu einer Hadrondichte von etwa 1 m^{-1} aufgelöst werden [Ung97, Hol98].

Mit den Vieldraht-Proportionalkammern werden im Anschluss an die im vorherigen Kapitel beschriebene Rekonstruktion von Durchstoßpunkten in den einzelnen MWPC Myonspuren ermittelt. Dazu werden zunächst die Durchstoßpunkte beider Kammern eines Stacks in zwei Listen abgelegt. Dann werden für jede mögliche Kombination aus oberen und unteren Hits die Winkel der zugehörigen Richtung berechnet. Eine Spur wird verworfen, falls der Zenitwinkel um mehr als $\pm 15^\circ$ und der Azimutwinkel um mehr als $\pm 45^\circ$ von

den Winkeln der rekonstruierten Schauerrichtung abweichen. Die Bedingung bezüglich des Azimutwinkels wird allerdings nur für Zenitwinkel größer 2° gestellt. Werden danach zu einem Durchstoßpunkt noch immer mehrere Spuren gefunden, so wird die Spur mit der geringeren Abweichung zur Schauerrichtung verwendet. Damit führt jeder Hit zu maximal einer Myonspur und es ergibt sich die innerhalb der MWPC rekonstruierte Myonanzahl für den entsprechenden Schauer, die als N_μ^* bezeichnet wird. Die Ortsauflösung bei dieser Rekonstruktion liegt in x-Richtung (senkrecht zu den Anodendrähten) bei $\sigma_x = 0.73$ cm und in y-Richtung (entlang den Anodendrähten) bei $\sigma_y = 1.43$ cm [Hau96b].

Der Rekonstruktionsalgorithmus beinhaltet außerdem die Suche nach sogenannten *Clustern* (siehe Kapitel 3.2) in beiden Kammerebenen. Der Ort von Clustern in der unteren Ebene wird mit der Schauerrichtung auf die Ebene der oberen Cluster transformiert. Wenn die Mittelpunkte zweier Cluster dann enger als 1 m zusammenliegen, wird der Ort des oberen Clusters als *Hadroncluster* definiert [Hau96b].

Beim Durchgang hochenergetischer Myonen durch das Absorbermaterial des Kalorimeters können δ -Elektronen erzeugt werden [Wen95]. Diese können eine so große Energie besitzen, dass sie in den Vieldraht-Proportionalkammern fälschlicherweise auch als Myonen rekonstruiert würden. Das Rekonstruktionsprogramm enthält deshalb einen Algorithmus, der bei nahe beieinander liegenden Paaren von rekonstruierten Spuren überprüft, ob diese sich innerhalb der Absorberschichten treffen. Ist dies der Fall, so wird jene Spur verworfen, deren Richtung stärker von der Schauerrichtung abweicht.

Bei der Rekonstruktion der Messdaten der Vieldraht-Proportionalkammern treten zwei Phänomene auf, die die genaue Bestimmung der Myonanzahl in den MWPC erschweren können. Es handelt sich dabei zum einen um mehrere dicht beieinander liegende Myonspuren und zum anderen um eine große Anzahl von Kathodenstreifen und Anodendrähten eines Kammerpakets, die gleichzeitig angesprochen haben und somit keine Rekonstruktion von Teilchenspuren mehr zulassen. Diese beiden Effekte sollen im folgenden Abschnitt benannt und für ihre weitere Untersuchung genau definiert werden.

3.2 Bündel und Cluster in den Myonkammern

Als *Bündel* werden im Folgenden Ansammlungen von mindestens drei rekonstruierten Myonspuren bezeichnet, die so nahe beieinander liegen, dass jedes Myon zu mindestens einem anderen Myon aus dem Bündel einen Abstand von weniger als 0.5 m hat. Abbildung 3.1 zeigt ein Beispiel eines solchen Bündels.

Von einem *Cluster* soll im weiteren Verlauf dieser Arbeit die Rede sein, wenn folgende Bedingung in beiden Vieldraht-Proportionalkammern eines Stacks erfüllt ist: Es haben sowohl in der oberen als auch in der unteren Kathodenebene mindestens 14 Kathodenstreifen angesprochen, die durch nicht mehr als zehn nebeneinander liegende nicht angesprochene Streifen unterbrochen sind. Zusätzlich haben mindestens zehn Drähte der Anodenebene

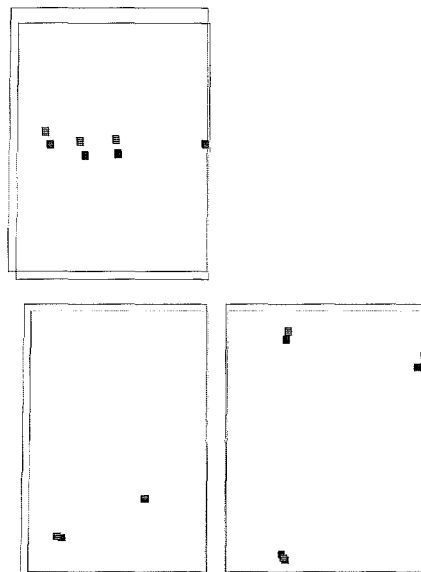


Abbildung 3.1: Beispiel aus Messungen mit den MWPC. Das obere Kammerpaket enthält ein Bündel: das mittlere der drei Myonen hat zu den beiden anderen jeweils einen Abstand von weniger als 0.5 m. Die beiden unteren Kammerpakete enthalten dagegen keine Bündel. Dargestellt ist ein Ausschnitt der Anordnung aller Myonkammern (vgl. Abb. 2.1). Die Durchstoßpunkte in den oberen MWPC-Lagen sind hell, die in den unteren dunkel dargestellt.

angesprochen, ohne durch mehr als sechs nebeneinander liegende Anodendrähte, die kein Signal liefern, unterbrochen zu sein. In Abbildung 3.2 ist ein Myonkammerereignis dargestellt, bei dem in einem der mittleren Kammerpakete ein Cluster auftritt.

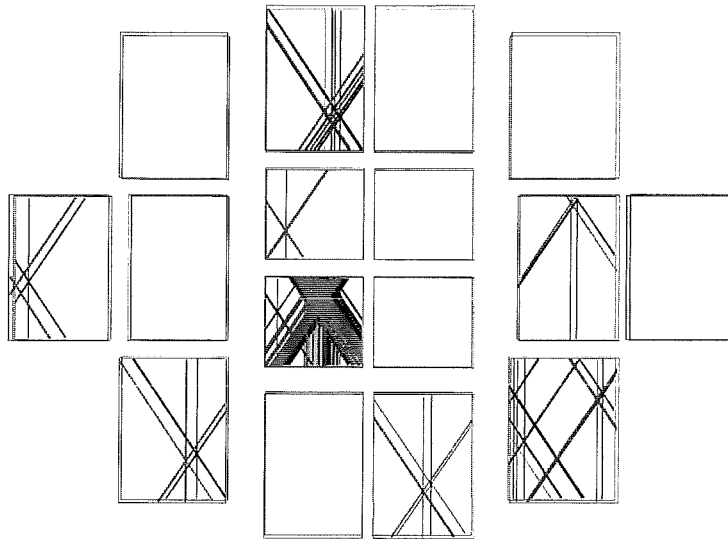


Abbildung 3.2: *Beispiel eines Ereignisses in den MWPC mit einem Cluster in einem der zentralen Kammerpakete. Die angesprochenen Drähte und Streifen der oberen MWPC-Lage sind hell, die der unteren Lage dunkel dargestellt.*

Die beiden beschriebenen Phänomene können eine Vielzahl von Ursachen haben [Hau96a]. Es werden zwei Bereiche bei der Auflistung der möglichen Entstehungsursachen unterschieden.

Zum einen können eng zusammenliegende Myonen während der Schauerentwicklung in der Atmosphäre entstehen und können als Bündel in den MWPC auftauchen. Mehrere Prozesse in der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers können nahe beieinander liegende Myonen erzeugen. Liegt an einer Stelle des Luftschauers eine erhöhte Mesonendichte vor, so gehen aus dem Zerfall der geladenen Pionen und Kaonen eng zusammenliegende Myonen hervor. Auch ein sogenanntes *leading particle* - ein Hadron, welches

weit in die Atmosphäre eindringt, bevor es wechselwirkt - kann über den Zerfall von Mesonen zu einer erhöhten Myondichte führen. Eine weitere Möglichkeit zur Entstehung von Bündeln liegt in der Myon-Paarbildung [KuR98], bei der, analog zur Elektron-Paarbildung, aus einem Photon im Strahlungsfeld eines Kerns zwei unterschiedlich geladene Myonen erzeugt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass Fluktuationen während der Luftschauerentwicklung dazu führen, dass mehrere Myonspuren eng zusammenliegen.

Neben der Entwicklung des ausgedehnten Luftschauers kommen auch Effekte im Hadron-Kalorimeter des Zentraldetektors als Ursprung von rekonstruierten Clustern oder Bündeln in Frage. Aufschauende δ -Elektronen und die oben beschriebene Myon-Paarbildung können beim Durchgang von Myonen oder elektromagnetischen Teilchen durch das Absorbermaterial des Kalorimeters für Bündel, bei hoher Teilchendichte aber auch für Cluster sorgen. Cluster können auch durch Neutronen, die weite Teile des Detektors ohne Wechselwirkung durchlaufen können, entstehen. Eine Hauptursache von Clustern dürften hochenergetische Hadronen darstellen, welche innerhalb des Kalorimeters nicht vollständig gestoppt werden. Wenn die Sekundärteilchen solcher Hadronen die Myonkammern durchqueren, können diese vom Rekonstruktionsalgorithmus aber auch als mehrere Myonspuren und somit als Bündel wiedergegeben werden.

Zur Charakterisierung von Bündeln und Clustern sowie für alle weiteren Untersuchungen innerhalb dieser Arbeit werden Daten verwendet, die mit dem KASCADE-Experiment zwischen dem 11.11.96 und dem 18.10.97 aufgenommen wurden. Die gesamte effektive Messzeit des Experiments innerhalb dieser Zeitspanne betrug etwa 261 Tage und es wurden insgesamt 45.1 Mio. Ereignisse detektiert. Dies entspricht einer mittleren Triggerrate von 2.0 Hz.

Luftschauerereignisse werden dann von der Datenaufnahme erfasst, wenn für mindestens eine der Detektorkomponenten Array, Triggerebene oder Top-Cluster die festgelegte Triggerbedingung erfüllt ist. Für das Array ist dies der Fall, wenn in einem oder mehreren Array-Clustern mindestens 15 von 32 (in den äußeren Clustern) bzw. 30 von 60 (innere Cluster) e/γ -Detektoren ange-

sprochen haben. Für das Top-Cluster ist die Triggerbedingung erfüllt, wenn acht der 50 Detektoren angesprochen haben. Die Triggerebene liefert ein Triggersignal, wenn entweder ein Multiplizitätstrigger (mindestens acht der 456 Detektoren mit Signalen über einer als *Myonschwelle* eingestellten Energiedeposition) oder ein Hadrontrigger (mindestens ein Detektor mit einer Energiedeposition über der eingestellten *Hadronschwelle*) vorliegt [Rai97]. Während der Aufnahme der hier verwendeten Daten wurde die Datennahme der Detektorkomponenten des Zentraldetektors, insbesondere der Vieldraht-Proportionalkammern, allerdings nur bei Vorliegen eines Triggersignals von Triggerebene oder Top-Cluster gestartet.

Die zur Analyse verwendeten Daten unterliegen verschiedenen Randbedingungen, die die Anzahl der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Luftschauerereignisse verringern:

Zunächst muss sichergestellt sein, dass während eines verwendeten Messlaufs alle für diese Analyse benötigten Experimentteile (MWPC, Array, Kalorimeter) sowie die Detektorkomponenten, die Triggersignale für die MWPC liefern (Triggerebene und Top-Cluster), mitgemessen haben. Dies schränkt die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse auf 41.3 Mio. ein. Außerdem können nur Messläufe verwendet werden, bei denen alle der fünf genannten Komponenten voll funktionsfähig waren, was eine weitere Reduktion der Datenmenge auf 35.1 Mio. Ereignisse bewirkt. Dies entspricht einer verbleibenden reinen Messzeit von ca. 203 Tagen.

Auf diese Daten werden die im Folgenden aufgeführten Schnitte angewandt:

- Die oben beschriebene Triggerbedingung für das Array ist erfüllt.
- Die Vieldraht-Proportionalkammern erhalten ein Triggersignal von der Triggerebene oder dem Top-Cluster.
- Es handelt sich um einen großen Schauer. Dieser Schnitt wird durch die Bedingung

$$\lg(N_\mu) > 4.745 - 0.212 \cdot \lg(N_e)$$

definiert und entspricht für Luftschauer mit einem Zenitwinkel von $\Theta = 22^\circ$ ungefähr einem Energieschnitt von $E > 5 \cdot 10^{14}$ eV.

- Der Abstand des Schauerzentrums vom Mittelpunkt des Detektorarrays beträgt weniger als 91 m, da außerhalb dieses Bereichs für zu viele Ereignisse die Lage des Schauerzentrums nicht korrekt bestimmt wird.
- Der Zenitwinkel Θ des Luftschauers ist kleiner als 40° .

Nach diesen Schnitten verbleiben noch 1.2 Mio. Ereignisse, die für die weiteren Analysen verwendet werden.

Zur weiteren Untersuchung werden die in den Daten gefundenen Bündel und Cluster in zwei Bereiche bezüglich ihres Abstands zum Zentrum des ausgedehnten Luftschauers unterteilt. Diese Unterteilung wird durchgeführt aufgrund der Annahme, dass Hadronen, die das Eisen-Sampling-Kalorimeter durchdringen, eine wichtige Rolle bei der Entstehung von Bündeln und Clustern spielen. Die Verteilung der ermittelten Abstände vom Schauerzentrum für etwa 300 000 vom Hadron-Kalorimeter rekonstruierte

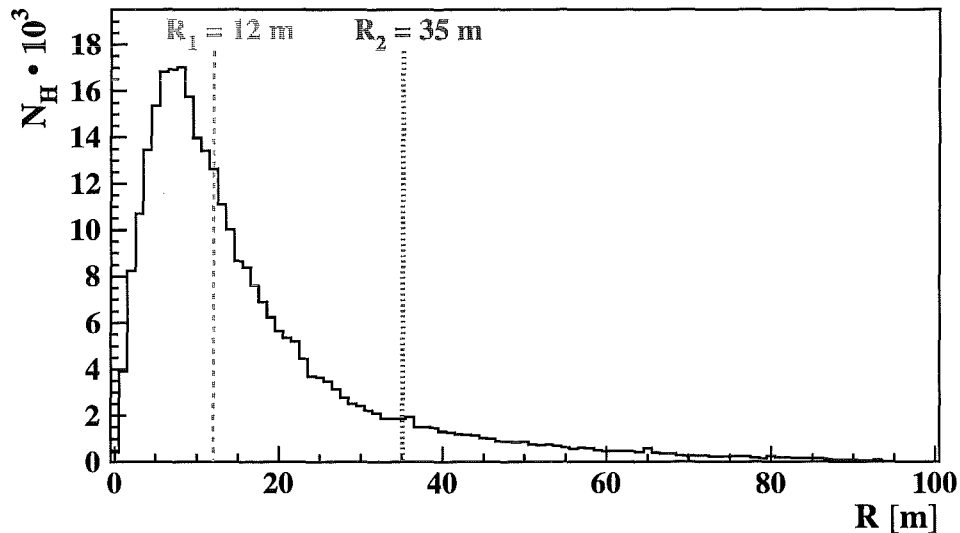


Abbildung 3.3: Auftretende Abstände zum Schauerzentrum für die vom Kalorimeter rekonstruierten Hadronen. Für ca. 50% der Hadronen gilt $R \leq R_1$; 90% aller Hadronen liegen innerhalb der ersten 35 m.

Hadronen zeigt Abbildung 3.3. Deutlich zu erkennen ist die vergleichsweise geringe laterale Ausdehnung der hadronischen Luftschauerkomponente, die sich über wenige zehn Meter erstreckt [Hol98]. Innerhalb der ersten 35 m liegen etwa 90 % aller gefundenen Hadronen. Aufgrund dieses Ergebnisses werden im Folgenden Bündel und Cluster mit Core-Abständen von weniger als 35 m getrennt von solchen mit größeren Abständen betrachtet. Die Verteilung der Core-Abstände für die in den MWPC rekonstruierten Bündel und Cluster ist dagegen deutlich flacher. In Abbildung 3.4 werden mittlere Dichtelateralverteilungen von Hadronen, Bündel und Cluster miteinander verglichen. Es wird deutlich, dass ein größerer Anteil von Bündeln und Clustern größere Abstände zum Schauerzentrum aufweist, als es für Hadronen der Fall ist. Somit müssen für Core-Abstände von mehr als 35 m, für welche die Häufigkeit von Hadronen vergleichsweise gering ist, andere Mechanismen als Hadronen, die das Kalorimeter durchdringen, für die Entstehung von Bündeln und Clustern verantwortlich sein.

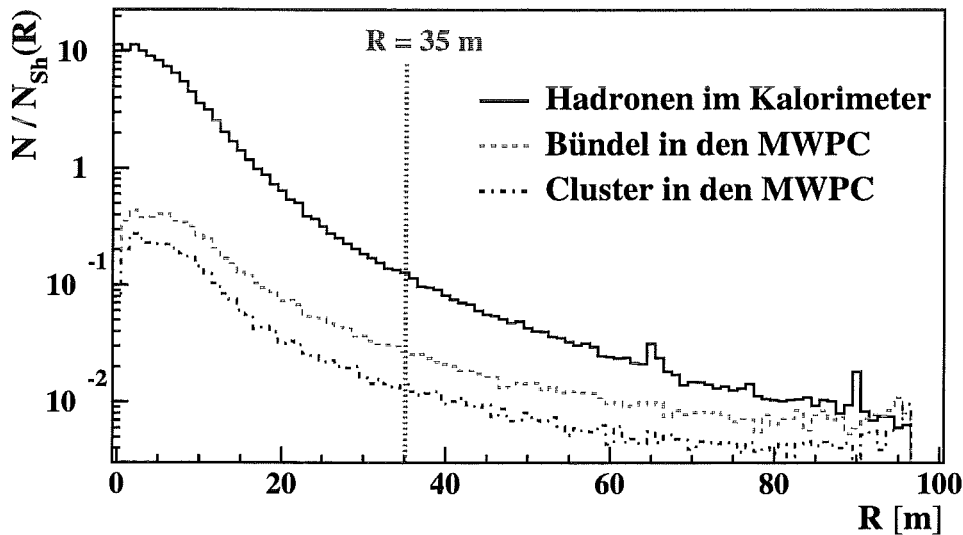


Abbildung 3.4: Vergleich der Verteilungen der Core-Abstände für rekonstruierte Hadronen, Bündel und Cluster. Aufgetragen ist jeweils die im Mittel pro Schauer gefundene Anzahl von Hadronen, Bündeln und Clustern.

3.3 Bündel und Cluster bei großen Abständen vom Schauerzentrum

Die etwa 1.2 Mio. untersuchten Luftschauerereignissen enthalten 960 000 Schauer, für die die MWPC bei einem Core-Abstand R von mehr als 35 m liegen. Um den Bereich, für den eine verminderte Triggereffizienz die Messergebnisse beeinflusst, möglichst auszuschließen, wird zusätzlich die Bedingung $\lg(N_\mu^{tr}) \geq 3.5$ gestellt. Diese wird von 522 000 Ereignissen erfüllt. Innerhalb dieses Datensatzes wird bei 1.91% der Ereignisse mindestens ein Bündel und bei 0.80% mindestens ein Cluster rekonstruiert. Abbildung 3.5 zeigt die mittlere Anzahl von rekonstruierten Bündeln und Clustern pro Schauer über dem zur Primärenergie korrelierten Parameter N_μ^{tr} . Die Häufigkeit von Bündeln und Clustern erstreckt sich von weniger als einem pro 100 Schauer für kleine Energien bis zu etwa zehn pro Luftschauer für große Energien. Bei hohen Primärenergien treten deutlich mehr Bündel als Cluster auf.

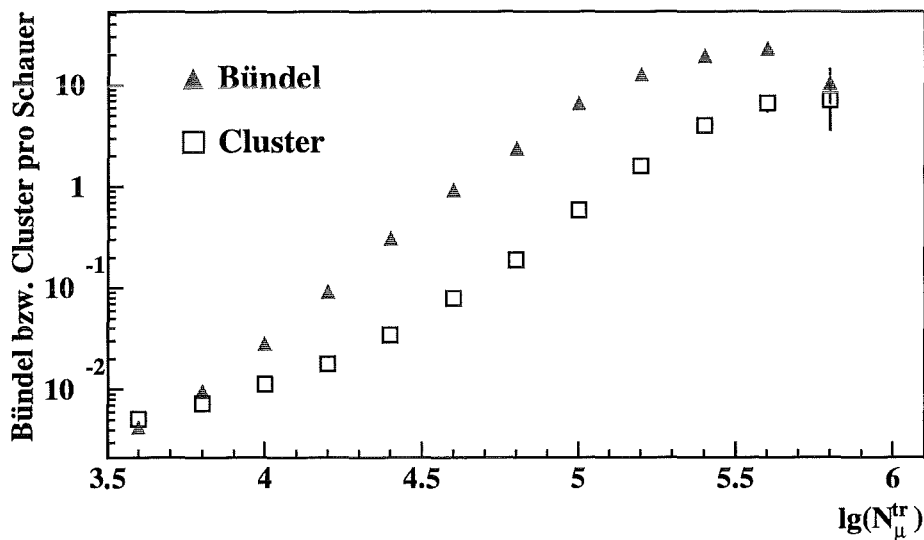


Abbildung 3.5: Mittlere Anzahl von Bündeln und Clustern pro Schauer über dem energiekorrelierten Parameter N_μ^{tr} . Es sind Daten aus 522 084 Luftschauerereignissen mit $R > 35$ m berücksichtigt.

Die Verteilung der auftretenden Multiplizitäten für die etwas mehr als 20 000 gefunden Bündel mit Core-Abständen von mehr als 35 m zeigt Abbildung 3.6. Mit einer Häufigkeit von etwa 70 % überwiegt deutlich die Multiplizität drei. Zu größeren Werten hin fällt die Multiplizitätsverteilung stark ab. Es werden zwar Multiplizitäten bis knapp 70 erreicht, ab einer Multiplizität von etwa 30 werden allerdings nur jeweils einige wenige Bündel rekonstruiert.

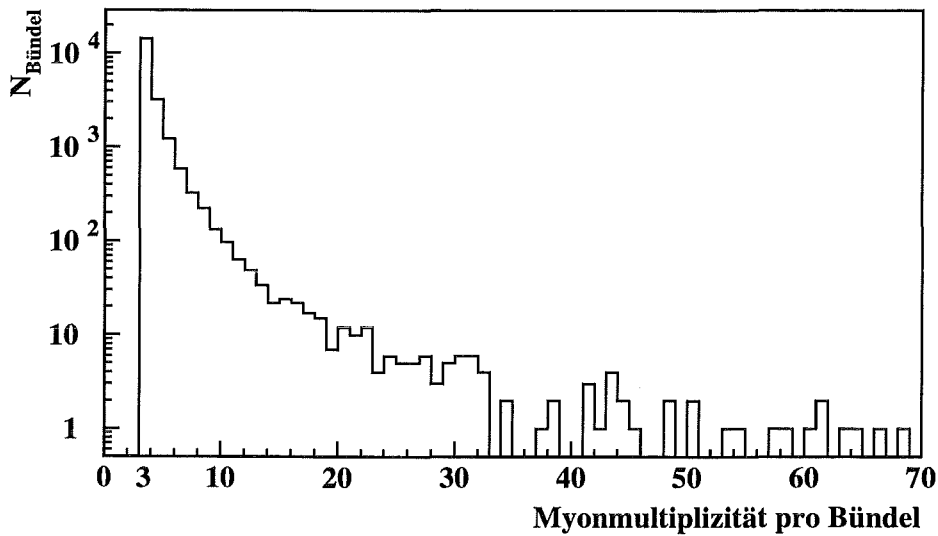


Abbildung 3.6: Verteilung der Multiplizitäten von 20 532 rekonstruierten Bündeln mit $R > 35$ m.

3.4 Bündel und Cluster bei kleinen Abständen vom Schauerzentrum

Werden ausgedehnte Luftschauer betrachtet, für die die Myonkammern innerhalb eines Bereichs von 35 m um das Zentrum des EAS liegen, so stehen aus dem oben beschriebenen vorselektierten Datensatz noch etwa 240 000 Schauer zur Verfügung. Setzt man wieder $\lg(N_\mu^{tr}) \geq 3.5$ voraus, so verbleiben noch 100 000 Luftschauerereignisse. Die Häufigkeit von Ereignissen mit

mindestens einem Bündel liegt nun mit etwa 17.0 % deutlich höher als bei Core-Abständen größer als 35 m. Gleiches lässt sich über das Auftreten von Schauern mit mindestens einem Cluster sagen, deren Häufigkeit für Abstände vom Schauerzentrum von weniger als 35 m bei etwa 7.4 % liegt. Auch für die hier betrachteten kleineren Abstände vom Schauerzentrum steigt die durchschnittliche Anzahl von Bündeln und Clustern pro Schauer mit zunehmender Primärenergie des Luftschauers stark an (siehe Abbildung 3.7).

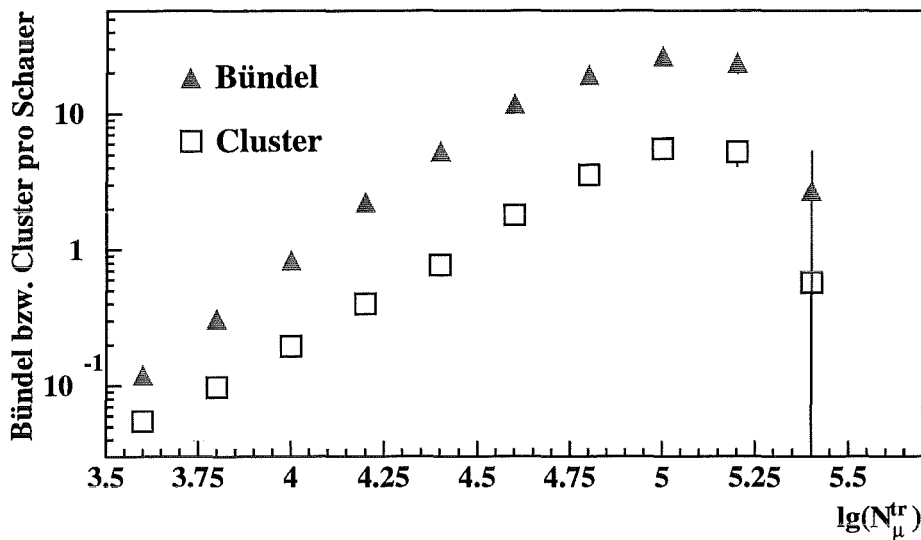


Abbildung 3.7: Mittlere Anzahl von Bündeln und Clustern pro Schauer über $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$. Die Auftragung enthält Daten aus 100 382 Schauern, für die $R \leq 35$ m gilt.

Im Vergleich zu den zuvor betrachteten größeren Core-Abständen liegen die Werte bei kleinen Energien etwa eine Zehnerpotenz höher, bei sehr großen Energien werden dagegen nur geringfügig größere Anzahlen von Bündeln bzw. Clustern gefunden, was auf Sättigungseffekte schließen lässt.

In den analysierten Messdaten, für die die Myonkammern Abstände zum Schauerzentrum von 35 m oder darunter aufweisen, sind etwa 48 000 rekonstruierte Bündel enthalten. Auch für den hier betrachteten Bereich von Core-Abständen fällt die Verteilung der auftretenden Bündelmultiplizitäten

steil ab (vgl. Abbildung 3.8). Allerdings ist die Häufigkeit von Bündeln mit der Multiplizität drei mit 53 % etwas geringer als bei Bündeln in Schauern größerer Core-Abstände. Außerdem treten für diese kleineren Abstände vom Zentrum des Luftschauers einige Bündel mit Multiplizitäten von mehr als 30 sowie einzelne Bündel mit einer Multiplizität größer als 70 auf.

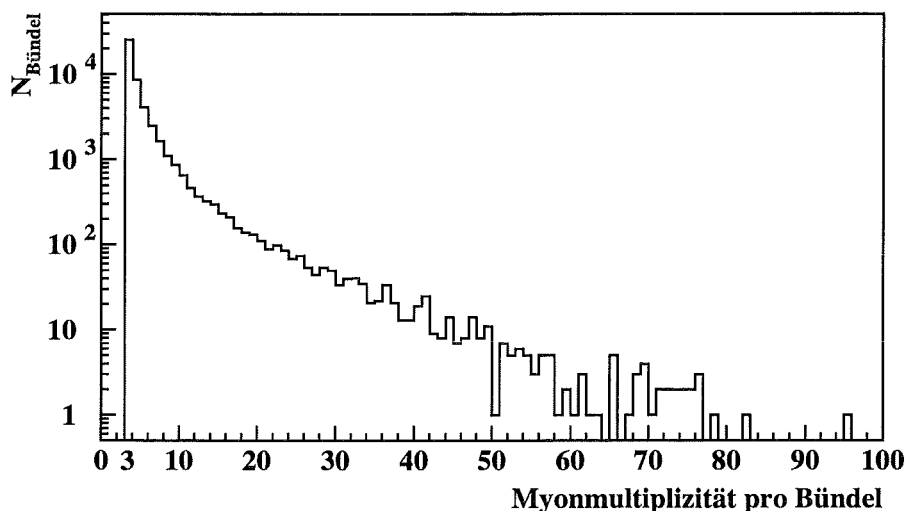


Abbildung 3.8: Verteilung der Multiplizitäten von 48 381 Bündeln, für die $R \leq 35$ m gilt.

3.5 Vergleich mit Simulationsrechnungen

Die bei der Untersuchung von gemessenen Daten gefundenen Ergebnisse bezüglich der Häufigkeit von Clustern und Bündeln sowie der Multiplizitäten von Letzteren können mit Monte-Carlo-Simulationen von ausgedehnten Luftschauern verglichen werden. Dazu werden mit dem Luftschauer-Simulationsprogramm CORSIKA (*COsmic Ray Simulations for KAscade*) [Hec98] jeweils etwa 900 proton-, sauerstoff- und eiseninduzierte Schauer mit Zenitwinkeln zwischen 15° und 20° simuliert. Es werden Primärenergien zwischen $5 \cdot 10^{14}$ eV und $1.1 \cdot 10^{16}$ eV verwendet, deren Verteilung entsprechend dem Energiespektrum der kosmischen Strahlung einem Potenzgesetz mit $\gamma = -2.7$ folgt. Bei sehr hohen Energien ist die Physik von Kern-Kern-

Wechselwirkungen bisher noch nicht vollständig bekannt. Dies gilt besonders für die extreme Vorwärtsrichtung, wie sie in Luftschauern auftritt, so dass die Simulationen solcher Wechselwirkungen auf Modellannahmen beruhen. CORSIKA bietet die Möglichkeit, verschiedene Wechselwirkungsmodelle zu verwenden, deren Wechselwirkungen zum Beispiel aufgrund unterschiedlicher Wirkungsquerschnitte oder Transversalimpulsverteilungen der Sekundärteilchen voneinander abweichen können. Zwei verbreitete hochenergetische Wechselwirkungsmodelle sind VENUS [Wer93] und QGSJet [KaO93]. Letzteres wird bei den hier verwendeten Simulationsrechnungen angewandt. Für jeden der simulierten Luftschauer wird das Schauerzentrum zehnmal gleichverteilt innerhalb eines Gebiets mit einem Radius von 95 m um den Mittelpunkt des KASCADE-Arrays platziert. Im Anschluss daran werden die Detektorantworten von KASCADE mit dem Programm CRES (*Cosmic Ray Event Simulation*), das auf dem Programmpaket GEANT (Detector Description and Simulation Tool) [GEA93] beruht, simuliert. Zum Vergleich mit Simulationsergebnissen, werden hier nur Messdaten des Energiebereichs $3.5 \leq \lg(N_{\mu}^{tr}) \leq 4.5$ verwendet, für den ausreichend Simulationen vorliegen.

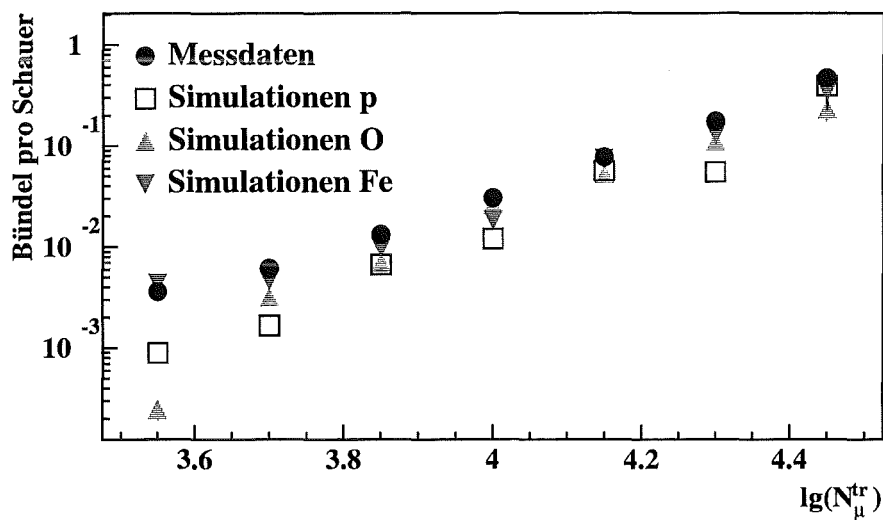


Abbildung 3.9: Vergleich der mittleren Anzahl von Bündeln pro Schauer in Daten und Simulationen für $R > 35$ m und den Energiebereich $3.5 \leq \lg(N_{\mu}^{tr}) \leq 4.5$, für den Monte-Carlo-Simulationen vorliegen.

Zunächst sollen wiederum nur Bündel und Cluster betrachtet werden, die bei Luftschauern mit Abständen der Vieldraht-Proportionalkammern zum Schauerzentrum über 35 m auftreten. In Abbildung 3.9 werden die mittleren Anzahlen von Bündeln pro Schauer in Daten und Simulationsrechnungen verglichen. Man erkennt, dass die Werte aus den Simulationen die Ergebnisse der gemessenen Daten gut wiedergeben. Es zeigt sich außerdem, dass sich die mittleren Anzahlen der pro Ereignis gefundenen Bündel in proton-, sauerstoff- und eiseninduzierten simulierten Luftschauern nicht wesentlich unterscheiden.

Auch der in Abbildung 3.10 dargestellte Vergleich der in den gefundenen Bündeln auftretenden Multiplizitäten zeigt eine recht gute Übereinstimmung der gemessenen mit den simulierten Werten. Für die rekonstruierten Myonmultiplizitäten pro Bündel ergibt sich ebenfalls kein wesentlicher Unterschied zwischen simulierten Luftschauern mit Protonen, Sauerstoff- oder Eisenkernen als Primärteilchen.

Vergleicht man die rekonstruierten Cluster in den gemessenen Daten und in den Simulationsrechnungen, so zeigt sich, dass die gemessenen Ergebnisse von den Simulationen nicht vernünftig beschrieben werden. Abbildung 3.11 zeigt, dass über weite Teile der Energieskala eine höhere mittlere Anzahl von Clustern gemessen wird, als es die Monte-Carlo-Simulationen vorhersagen. Gleiches lässt sich über die jeweilige Anzahl von Schauern, die mindestens ein Cluster aufweisen, sagen. Allerdings muss angemerkt werden, dass die geringe Datenmenge der Simulationen von nur einigen hundert Clustern, die in Abbildung 3.11 eingehen, für einen detaillierten Vergleich von Messergebnissen mit Simulationen bezüglich des Auftretens von Clustern offensichtlich nicht ausreichend ist.

Betrachtet man den Fall, dass der Abstand der Myonkammern zum Schauerzentrum 35 m oder weniger beträgt, so ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei größeren Core-Abständen. Auch hier wird der Verlauf der gemessenen mittleren Anzahl der pro Ereignis gefundenen Bündel von den Simulationen gut wiedergegeben (siehe Abbildung 3.12). In diesem Core-Abstands-Bereich deuten sich für sehr große Werte von $lg(N_{\mu}^{tr})$ bezüglich der Häufigkeit von Bündeln Unterschiede zwischen simulierten Luftschauern mit verschiedenen

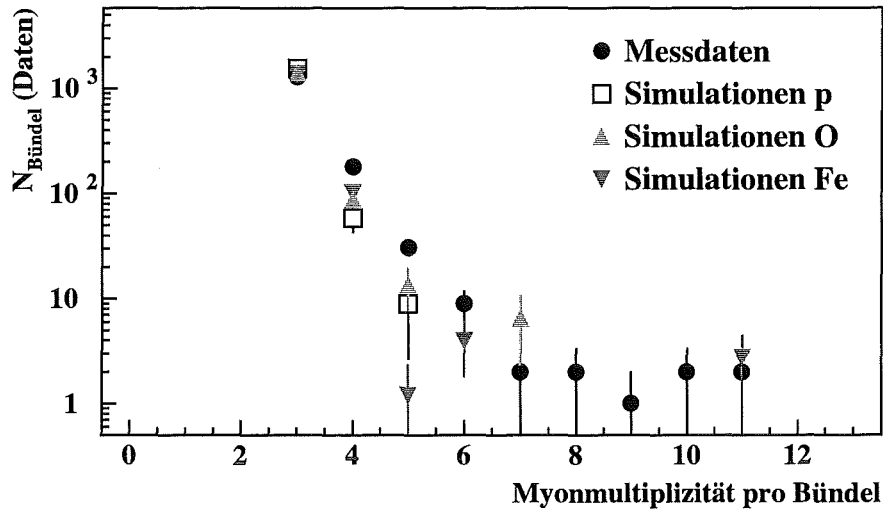


Abbildung 3.10: Vergleich der auftretenden Bündelmultiplizitäten in Daten und Simulationen für $R > 35$ m. Es gelten die gleichen Schnitte wie in Abb. 3.9. Die Ergebnisse wurden mit den jeweiligen Gesamtanzahlen von rekonstruierten Bündeln gewichtet.

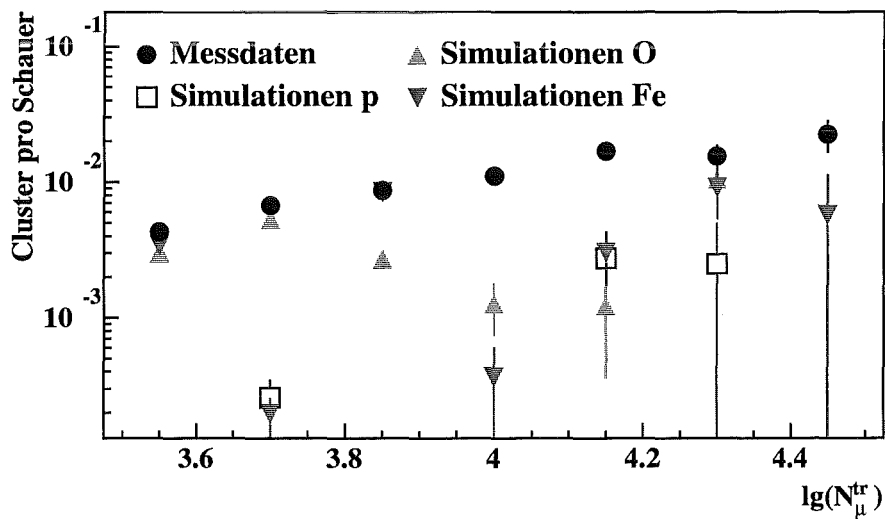


Abbildung 3.11: Vergleich von Daten und Simulationen für $R > 35$ m und die Schnitte aus Abb. 3.9. Aufgetragen ist die mittlere Anzahl von Clustern pro Schauer über $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$.

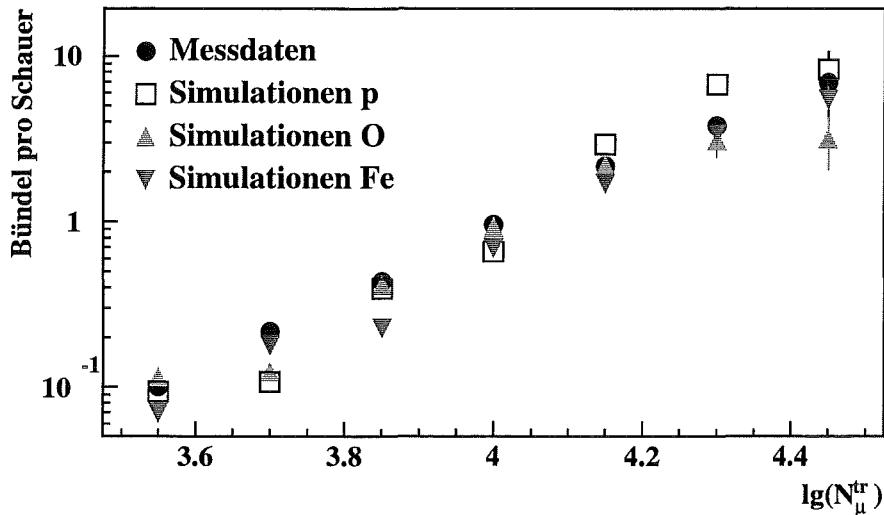


Abbildung 3.12: Die mittlere Anzahl von Bündeln pro Schauer über N_{μ}^{tr} in Daten und Simulationen, für $R \leq 35$ m und $3.5 \leq \lg(N_{\mu}^{tr}) \leq 4.5$.

Primärteilchen an. Dies ergaben auch detaillierte Untersuchungen von Teilchenverteilungen im Schauerzentrum mit Hilfe multifraktaler Momente [Hau98]. Für die auftretenden Multiplizitäten von Bündeln in Daten und Monte-Carlo-Simulationen ergibt sich ein vergleichbarer Verlauf, wobei sich wiederum die geringe statistische Genauigkeit der Simulationen bemerkbar macht (vgl. Abbildung 3.13).

Ähnlich wie bei größeren Abständen vom Schauerzentrum werden auch für $R \leq 35$ m in den simulierten Luftschauern weniger Cluster gefunden als in den Messdaten tatsächlich rekonstruiert werden. Allerdings ist die Diskrepanz für diese kleineren Core-Abstände geringer. Den Vergleich zwischen gemessenen Daten und simulierten Luftschauern zeigt Abbildung 3.14.

Da auf die gemessenen Daten und die Ergebnisse der Simulationsrechnungen der gleiche Rekonstruktionsalgorithmus angewandt wird, deuten die vorgenommenen Vergleiche darauf hin, dass die Simulationen der Luftschauerentwicklung und des Detektorverhaltens die Realität vernünftig beschreiben. Dies bedeutet, die wesentlichen Prozesse, die zum Auftreten von Bündeln und Clustern führen, sind in den Simulationsprogrammen enthalten. Es kann nun untersucht werden, welche Ursachen für diese Phänomene im Einzelnen in Frage kommen.

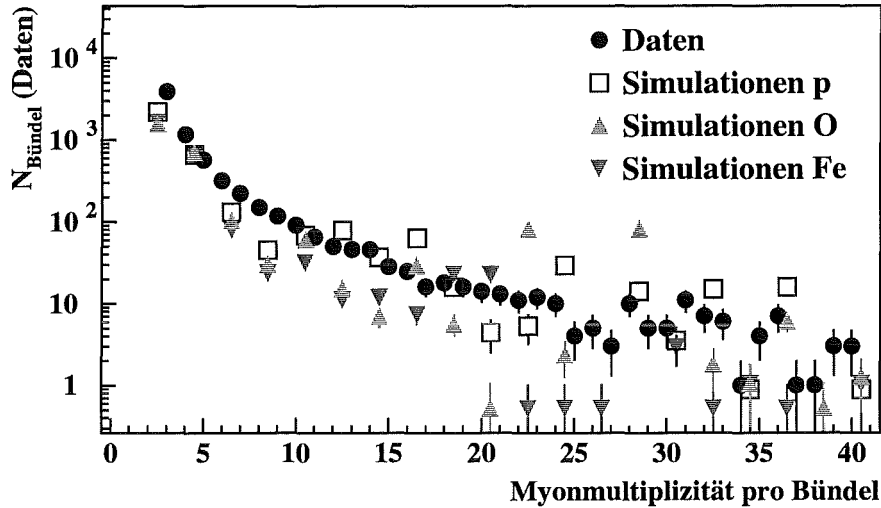


Abbildung 3.13: Multiplizitäten von Bündeln in Daten und Simulationen für $R \leq 35$ m. Es wurden die gleichen Schnitte wie in Abb. 3.12 angewandt. Die Werte für Protonen, Sauerstoff und Eisen wurden entsprechend der Gesamtanzahl von Bündeln im Vergleich zu den Daten gewichtet.

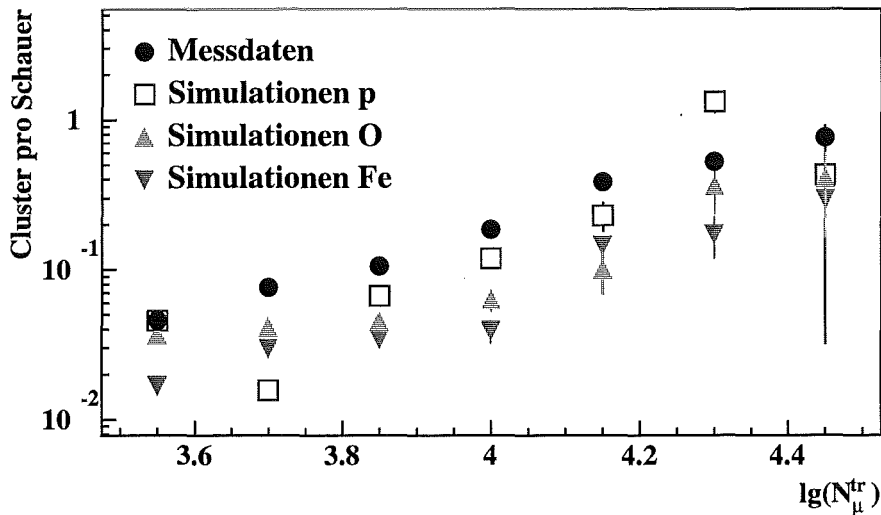


Abbildung 3.14: Vergleich der mittleren Anzahl von Clustern pro Schauer in Daten und Simulationen für $R \leq 35$ m und $3.5 \leq \lg(N_\mu^{\text{tr}}) \leq 4.5$.

4 Entstehungsursachen von Bündeln und Clustern

Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, kommen verschiedene Effekte als Ursachen für die in den Messdaten auftretenden Bündel und Cluster in Frage. In diesem Kapitel sollen nun für die beiden betrachteten Bereiche von Core-Abständen verschiedene mögliche Ursachen eingehender untersucht werden.

Zunächst soll für den Fall, dass die Vieldraht-Proportionalkammern einen Abstand zum Schauerzentrum von mehr als 35 m aufweisen, geklärt werden, wie groß der Beitrag intrinsischer Fluktuationen bei der Schauerentwicklung zur Entstehung von eng zusammenliegenden Myonen ist.

Für $R \leq 35$ m soll der Einfluss hochenergetischer Hadronen auf das Auftreten von Clustern und Bündeln untersucht werden. Mit Hilfe des Eisen-Sampling-Kalorimeters sollen auch weitere Effekte, die Ursachen dieser Phänomene sein können, aufgezeigt werden.

4.1 Statistische Fluktuationen

Inwieweit das Auftreten von nahe beieinander liegenden Myonen auf rein statistische Fluktuationen in der räumlichen Verteilung der Myonen eines Schauers zurückzuführen ist, lässt sich durch den Vergleich von CORSIKA-Ergebnissen mit einfachen Simulationsrechnungen zeigen. Dazu wird ein Algorithmus entworfen, der zunächst eine zufällige Teilchenanzahl innerhalb eines vorgegebenen Wertebereichs ermittelt. Diese Teilchen werden dann innerhalb einer vorgegebenen Fläche von dem Simulationsprogramm zufällig platziert. Nun kann für diese Verteilung von simulierten Teilchen genauso wie für die Myonverteilungen aus dem Luftschauer-Simulationsprogramm CORSIKA nach Bündeln gesucht werden und deren Häufigkeiten sowie die auftretenden Multiplizitäten verglichen werden. Es werden nur CORSIKA-Schauer mit $R > 35$ m untersucht, da in diesem Radiusbereich der in Kapitel 4.2 untersuchte Einfluss hochenergetischer Hadronen praktisch keine Rolle

spielt. Betrachtet wird jeweils ein Gebiet der Größe $14 \times 19 \text{ m}^2$. Das ist die Fläche, in der die Myonkammern von KASCADE ganz eingeschlossen sind (vgl. Abbildung 2.1). Diese Fläche wird dem einfachen Simulationsalgorithmus für die Verteilung der gewürfelten Teilchenanzahl vorgegeben.

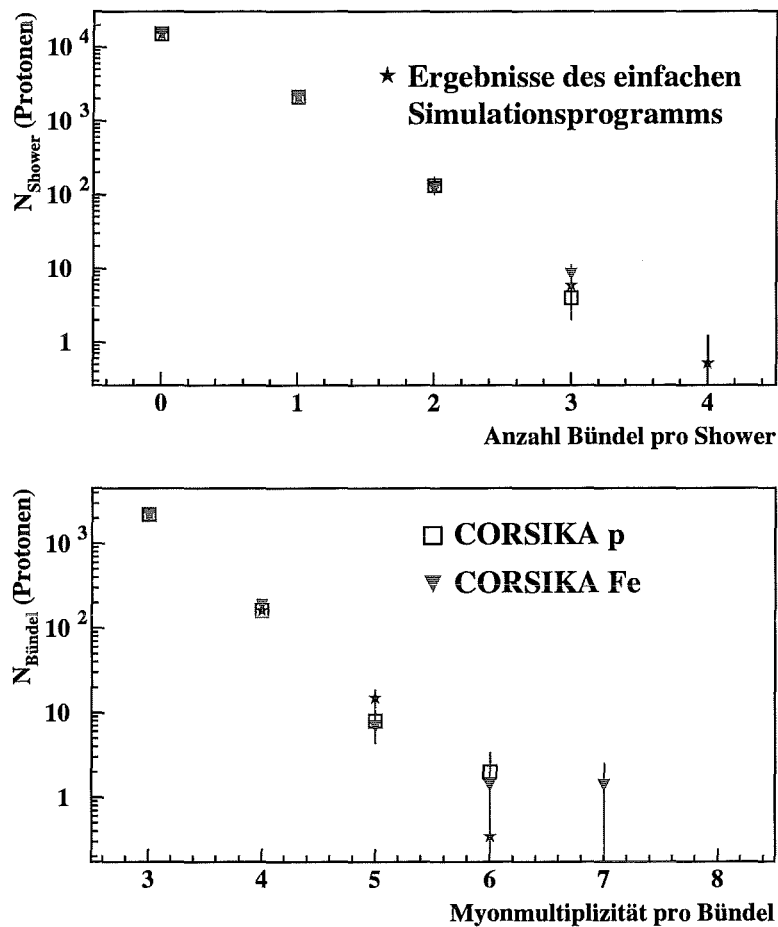


Abbildung 4.1: Vergleich der mittleren Anzahl von Bündeln pro Schauer sowie der auftretenden Multiplizitäten reiner CORSIKA-Simulationen und mit Hilfe des einfachen Simulationsprogramms ermittelter Verteilungen für den Fall von 30 bis 50 simulierten Teilchen innerhalb $14 \times 19 \text{ m}^2$. Die Werte für die auf Fluktuationen basierenden Verteilungen sowie für Eisenkerne als Primärteilchen wurden auf die Schaueranzahl für Protonen normiert.

Abbildung 4.1 zeigt den Vergleich für den Fall, dass die Teilchenanzahl sowohl für die rein statistische Teilchenverteilung als auch für proton- bzw. eiseninduzierte CORSIKA-Schauer in der betrachteten Fläche zwischen 30 und 50 liegt. Es ist zu erkennen, dass die Ergebnisse aus CORSIKA sehr gut durch den einfachen Simulationsalgorithmus beschrieben werden. Dies gilt

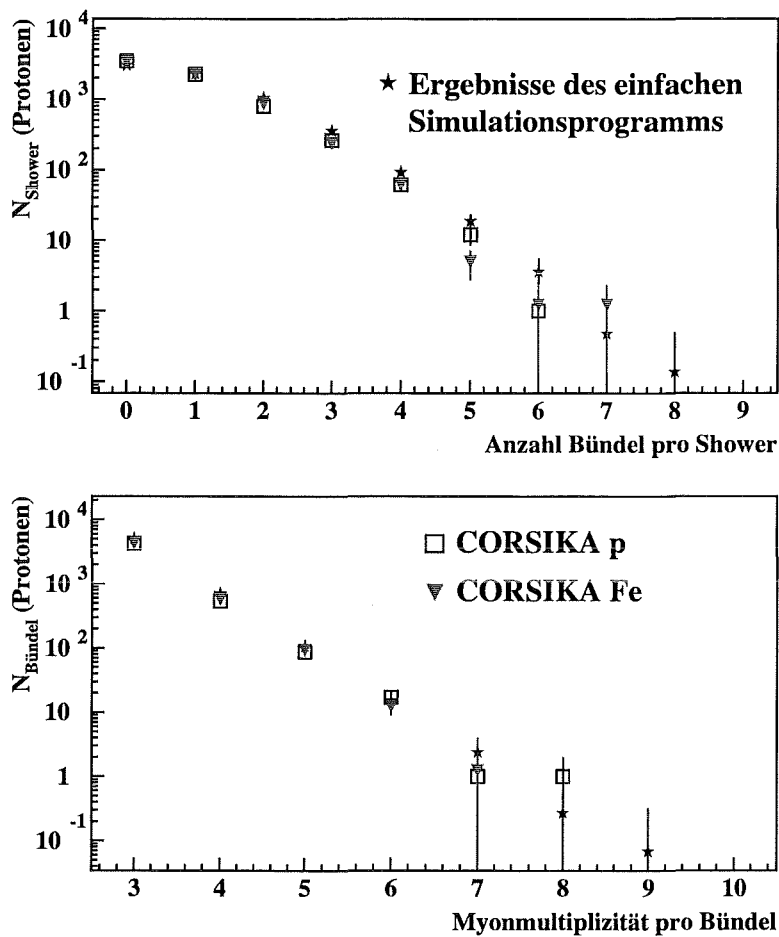


Abbildung 4.2: Mittlere Anzahl von Bündeln pro Schauer und auftretende Multiplizitäten in proton- bzw. eiseninduzierten CORSIKA-Schauern und in den Verteilungen, die mit Hilfe des einfachen Simulationsalgorithmus ermittelt werden, für 50 bis 100 simulierte Teilchen innerhalb einer Fläche der Größe $14 \times 19 \text{ m}^2$.

sowohl für die Verteilung der mittleren Anzahl von Bündeln pro Schauer als auch für die bei den gefundenen Bündeln auftretenden Multiplizitäten.

Auch für den in Abbildung 4.2 dargestellten Fall von 50 bis 100 Teilchen ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen CORSIKA-Schauern für Protonen bzw. Eisenkerne als Primärteilchen und den Teilchenverteilungen, die lediglich auf statistische Fluktuationen zurückzuführen sind. Dass die Verteilung der mittleren Anzahl von Bündeln pro Schauer bei Werten ab etwa vier für die Ergebnisse des einfachen Simulationsprogramms etwas flacher abfällt als für Werte aus CORSIKA, widerspricht diesem nicht: Im Simulationsalgorithmus sind die pro Schauer auftretenden Teilchenanzahlen gleichverteilt, wohingegen in CORSIKA aufgrund des abfallenden Energiespektrums kleinere Teilchenanzahlen häufiger sind als größere. Deshalb ist für die einfache Simulation auch ein häufigeres Auftreten einer größeren Anzahl von Bündeln zu erwarten.

Aus dem Vergleich von Messdaten mit vollständig simulierten Ereignissen (vgl. Kapitel 3.5) sowie dem Vergleich von Luftschauersimulationen mit Verteilungen, die aus statischen Fluktuationen hervorgehen, lässt sich zusammenfassen, dass für Abstände vom Schauerzentrum von mehr als 35 m das Auftreten von Bündeln während der Schauerentwicklung durch statistische Fluktuationen vollständig erklärt werden kann. Auch die hier vorgenommenen Untersuchungen führen zu dem bereits im vorangegangenen Kapitel gefundenen Ergebnis, dass bezüglich der Häufigkeit von Bündeln sowie deren Multiplizitäten kein Unterschied zwischen simulierten Luftschauern mit unterschiedlich schweren Primärteilchen erkennbar ist.

4.2 Hochenergetische Hadronen

Für Schauer, deren Zentrum 35 m oder weniger vom Mittelpunkt der MWPC entfernt liegt, werden zur Untersuchung des Einflusses hochenergetischer Hadronen auf das Auftreten von Bündeln und Clustern Ergebnisse der Hadronrekonstruktion durch das Eisen-Sampling-Kalorimeter herangezogen. Dazu werden die von dem über den Myonkammern liegenden Kalorimeter bestimmten Orte von Hadronen mit Energien über 20 GeV verwendet [Hör97].

Um herauszufinden, ob in den MWPC rekonstruierte Bündel oder Cluster in Zusammenhang mit den im gleichen Ereignis vom Kalorimeter gefundenen Hadronen stehen, müssen Bündel und Cluster in die Ebene der Bleischicht über der obersten Eisenlage projiziert werden. Dies ist die Ebene, in der vom Rekonstruktionsalgorithmus der Ort von gefundenen Hadronen angegeben wird. Zur Projektion wird die *Spur* des Bündels bzw. Clusters verwendet. Diese ergibt sich für Cluster aus der mit den Myonkammern rekonstruierten Richtung, für Bündel wird die mittlere Richtung aller zu dem Bündel gehörenden Myonen verwendet. Als Kriterium für das Vorliegen einer Korrelation zwischen einem Bündel oder Cluster und einem rekonstruierten Hadron wird der Abstand der Spur des Clusters oder Bündels zum nächstgelegenen Hadron ($D_{Tr \leftrightarrow nH}$) in der Ebene der Bleischicht verwendet. Die aus den Messdaten hervorgehende Verteilung dieser Abstände zum nächstgelegenen Hadron wird nun verglichen mit den Ergebnissen einer Simulationsrechnung, die die Annahme enthält, dass die zurückverfolgten Positionen von Bündeln und Clustern in den MWPC und die Orte der rekonstruierten Hadronen unabhängig voneinander seien. Das entsprechende Simulationsprogramm würfelt die Orte für eine bestimmte, in einem vorgegebenen Wertebereich liegende Anzahl von Hadronen innerhalb der Fläche, in der die vom Kalorimeter gemessenen Hadronen rekonstruiert werden können. Zusätzlich wird der Durchstoßpunkt eines Bündels oder Clusters zufällig und unabhängig von den simulierten Hadronorten in dieser Fläche platziert. Die aus diesen Simulationen resultierenden Verteilungen der Abstände zum nächstgelegenen Hadron können nun mit den Verteilungen aus gemessenen Ereignissen, die die entsprechende Anzahl von Hadronen enthalten, verglichen werden.

Für den Fall, dass in den Vieldraht-Proportionalkammern ein Bündel gefunden wird, sind die Ergebnisse dieses Vergleichs für zwei verschiedene Bereiche von Hadronanzahlen in den Abbildungen 4.3 und 4.4 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist in beiden Fällen eine Überhöhung der aus den Messergebnissen stammenden Verteilung für kleine Abstände zum nächstgelegenen Hadron. Dies zeigt vor allem die Division der beiden Verteilungen, bei der zu erkennen ist, dass der Überschuss bei Abständen zum nächstgelegenen Hadron von 50 cm oder darunter besonders deutlich wird. Diese Überhöhung stammt von Bündeln, die direkt aus dem entsprechenden Hadron hervorge-

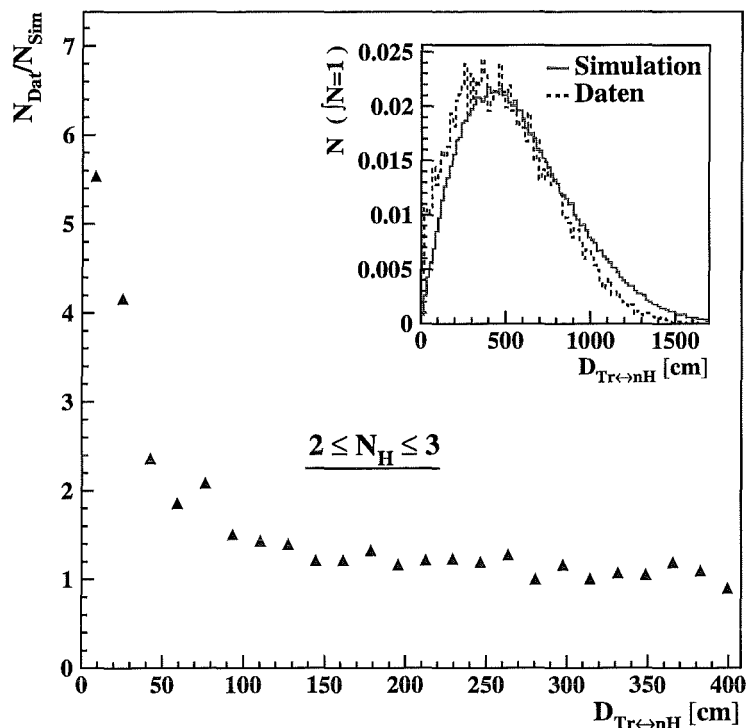


Abbildung 4.3: Verteilung des Abstands zwischen der Spur eines Bündels und dem nächstgelegenen rekonstruierten Hadron ($D_{\text{Tr} \leftrightarrow nH}$) in Daten und den Ergebnissen eines Simulationsprogramms (kleines Bild). Das große Bild zeigt das Ergebnis der Division der beiden Verteilungen. Berücksichtigt sind Ereignisse mit 2 bis 3 Hadronen innerhalb der Kalorimeterfläche.

hen. Aufgrund dieser Untersuchung kann davon ausgegangen werden, dass, wenn innerhalb von 50 cm um die Spur eines gefundenen Bündels ein Hadron rekonstruiert wird, dieses Hadron die Ursache des entsprechenden Bündels ist.

Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich der Abstandsverteilungen von Messungen und einfachen Simulationen für rekonstruierte Cluster für den Fall, dass gleichzeitig mit einem Cluster in den MWPC vier bis sieben Hadronen im Kalorimeter rekonstruiert werden. Auch hier ist ein deutliches Übergewicht der aus den realen Daten stammenden Abstandsverteilung für $D_{\text{Tr} \leftrightarrow nH}$ kleiner als etwa 50 cm zu erkennen. Diese Überhöhung ist im Falle von Clustern

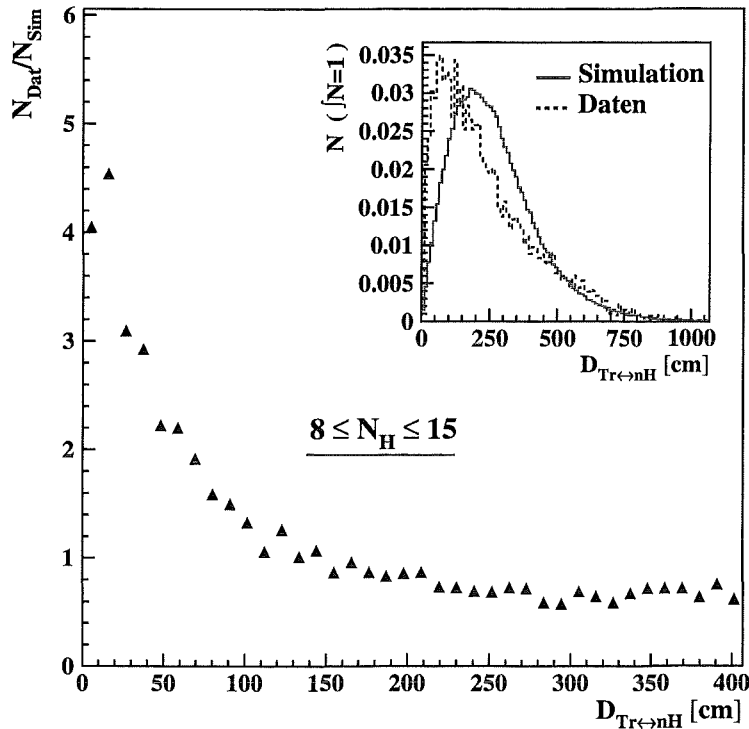


Abbildung 4.4: Vergleich von Messdaten mit den Ergebnissen eines Simulationsprogramms bezüglich des Abstands zwischen der Spur eines Bündels und dem nächstgelegenen Hadron für den Fall von 8 bis 15 Hadronen (kleines Bild). Das große Bild zeigt den Quotienten der beiden Verteilungen.

sogar noch deutlicher als für Bündel. Somit kann also auch hier ein Hadron, das einen Abstand zur Spur eines gefundenen Clusters von maximal 50 cm aufweist, als Ursache des Clusters angesehen werden.

Hadronen können auf zweierlei Arten für das Auftreten von Bündeln oder Clustern verantwortlich sein: Zum einen werden hochenergetische Hadronen mit Energien von mehr als 10 TeV innerhalb der Absorberschichten des Kalorimeters nicht vollständig gestoppt, so dass der untere Teil der hadronischen Kaskade die Myonkammern erreicht und dort ein Cluster hervorruft. Andererseits können auch für gestoppte Hadronen überlebende Sekundärteilchen, meist Neutronen, auftreten, die dann im Absorbermaterial oberhalb der

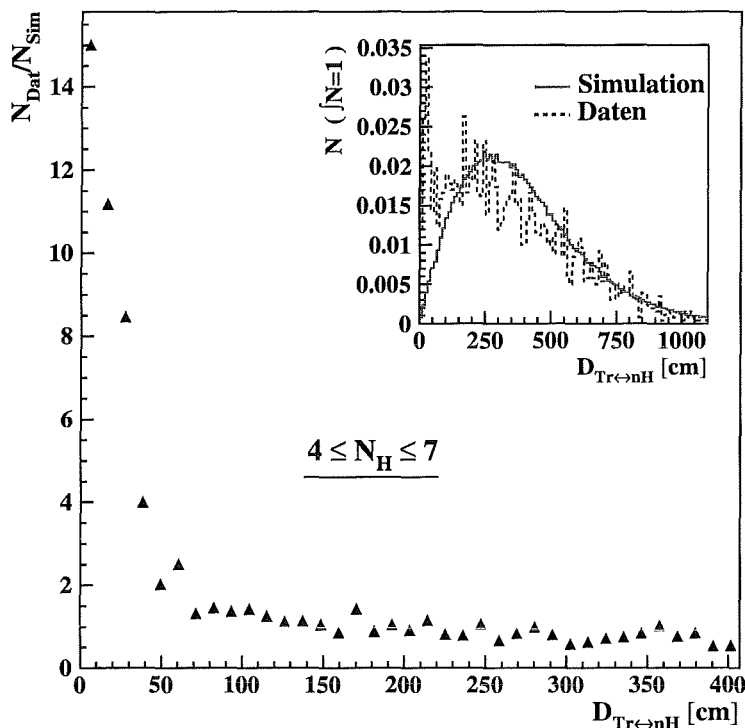


Abbildung 4.5: Verteilungen von $D_{Tr \leftrightarrow nH}$ für Cluster in den Vieldraht-Proportionalkammern. Verwendet werden hier Luftschauer mit 4 bis 7 im Kalorimeter rekonstruierten Hadronen (kleines Bild). Im großen Bild ist das Ergebnis der Division beider Verteilungen dargestellt.

MWPC oder in der Kammeraufhängung aufschauern, was in den Vieldraht-Proportionalkammern je nach Teilchendichte und -anzahl zur Rekonstruktion eines Clusters oder Bündels führen kann.

Neben Anzahl und Orten von rekonstruierten Hadronen kann auch die von ionisierenden Teilchen in den einzelnen Kalorimeterlagen deponierte Energie zur Ermittlung der Entstehungsursachen von Bündeln und Clustern beitragen. Dabei sollte ein einzelnes minimal ionisierendes Teilchen (Myon) keinen Energieeintrag vorweisen, wohingegen mehrere Teilchen auf engem Raum ($25 \times 25 \text{ cm}^2$) oder ein elektromagnetischer Teilchenschauer Energieeinträge ergeben sollten. Besonders interessant sind dabei die Energie-

depositionen in der siebten und achten aktiven Lage des Eisen-Sampling-Kalorimeters. Die Detektoren der achten Lage sind direkt über den Vieldraht-Proportionalkammern angebracht, die siebte Lage befindet sich oberhalb der Betondecke des Zentraldetektorkellers (vgl. Abbildung 1.4).

Werden die auftretenden Energieeinträge in diesen beiden Kalorimeterlagen getrennt für die beiden Fälle betrachtet, dass ein Hadron als Ursache in Frage kommt bzw. dies nicht der Fall ist, so ergeben sich deutliche Unterschiede. Ein Hadron wird dann als Ursache angesehen, wenn der oben definierte Abstand $D_{Tr \leftrightarrow nH}$ kleiner als 50 cm ist.

Sowohl für Cluster als auch für Bündel, zu denen ein Hadron im Kalorimeter gefunden wurde dominiert der Fall, dass in beiden unteren Lagen ein Energieeintrag vorhanden ist. Dies entspricht dem, was man für ein hochenergetisches Hadron, das in den Absorberschichten nicht vollständig gestoppt wird und dessen Sekundärteilchen die Vieldraht-Proportionalkammern durchlaufen, erwartet. Für Bündel, die nicht mit einem Hadron korreliert sind, tritt am häufigsten der Fall auf, dass keine der beiden betrachteten Detektorlagen einen Energieeintrag aufweist, was ein Hinweis darauf ist, dass es sich bei diesen Bündeln wirklich um mehrere nahe beieinander liegende Myonen handelt oder um erst in den Kammern oder deren Aufhängung aufschauende δ -Elektronen. Auch der Fall, dass die siebte Lage einen Energieeintrag hat, die achte aber nicht, ist mit diesen Effekten („echte“ Bündel, δ -Elektronen) erklärbar, falls gleichzeitig ein Hadron oder dessen Sekundärteilchen bis zur siebten Lage gelangen, aber im Betonabsorber gestoppt werden.

Unterschiede für Bündel mit und ohne begleitendes Hadron sind auch in den mittleren Multiplizitäten, die in solchen Bündeln auftreten, vorhanden. Für Bündel, zu denen ein Hadron gefunden wird und für die sowohl in der siebten als auch in der achten Kalorimeterlage Energie deponiert wird, ergibt sich eine mittlere Multiplizität von etwa 8.4. Nicht mit einem Hadron korrelierte Bündel, für die auch in keiner der beiden Lagen ein Energieeintrag gefunden wird, haben dagegen im Mittel die Multiplizität 4.2. Dieser Wert kommt dem für Bündel größerer Core-Abstände, für die der Einfluss hochenergetischer Hadronen vernachlässigbar ist, sehr nahe. Die mittlere Multiplizität dieser Bündel liegt bei etwa 4.3.

4.3 Weitere Ursachen

Neben eng zusammenliegenden Myonen, die durch Fluktuationen bei der Luftschauerentwicklung entstehen, und Hadronen im Kalorimeter kommen noch weitere Prozesse für die Entstehung von Bündeln und Clustern in den MWPC in Frage. Die Energieeinträge in den unteren beiden Kalorimeterlagen können, über die Bestätigung von Hadronen als Ursachen hinaus, Hinweise auf diese weiteren Mechanismen geben.

Bei dem in Abbildung 4.6 dargestellten Beispielergebnis wird im Kalorimeter kein Hadron rekonstruiert, in der siebten Lage wird keine Energie deponiert, in der achten Lage ist dagegen ein Energieeintrag vorhanden und in den MWPC wird ein Cluster rekonstruiert. Diese Konstellation deutet auf einen in der Betondecke entstehenden Teilchenschauer hin. Dieser kann ausgelöst werden durch Paarproduktion von Myonen, durch aufschauernde Photonen aus der Myon-Bremsstrahlung oder durch aufschauernde δ -Elektronen [Hau96a]. Cluster in den Myonkammern können außerdem durch nukleare Wechselwirkung von Myonen mit Materie entstehen. Hierfür ist der Wirkungsquerschnitt zwar sehr klein, steigt aber mit zunehmender Myonenergie an [Fes85].

Unsicherheiten bei der Berücksichtigung des Aufschauerns von δ -Elektronen, bei der Myon-Paarproduktion sowie bezüglich nuklearer Wechselwirkung von Myonen im Programm GEANT können zu der niedrigeren Häufigkeit von Clustern in den Simulationen gegenüber den Messdaten führen (vgl. Abbildungen 3.11 und 3.14). Neueste Messungen mit dem MACRO-Experiment [Bat98] zeigen, dass der Wirkungsquerschnitt für die nukleare Wechselwirkung von Myonen in GEANT deutlich kleiner als in den Messdaten ist. Außerdem sind Ungenauigkeiten in CORSIKA bezüglich der Anzahl von während der Schauerentwicklung in der Atmosphäre entstehenden Neutronen denkbar. Auch Unsicherheiten in GEANT bezüglich der Anzahl von Neutronen, die bei Wechselwirkungen im Absorbermaterial erzeugt werden, sowie bezüglich der Wechselwirkungen von den Neutronen selbst mit Materie kommen in Frage.

Zusätzlich erscheinen zur Erklärung der bei den Häufigkeiten von Clustern auftretenden Unterschiede zwischen Monte-Carlo-Simulationsrechnungen

und mit dem Experiment KASCADE gemessenen ausgedehnten Luftschauern die folgenden Ansätze sinnvoll: Möglicherweise haben einige der rekonstruierten Cluster ihre Ursache im sogenannten *cross-talk*. Dieses Übersprechen von benachbarten Anodendrähten oder Kathodenstreifen beim Durchgang von ionisierenden Teilchen kann dazu führen, dass die Definition eines Clusters erfüllt wird. Eine weitere Ursache kann darin liegen, dass man-

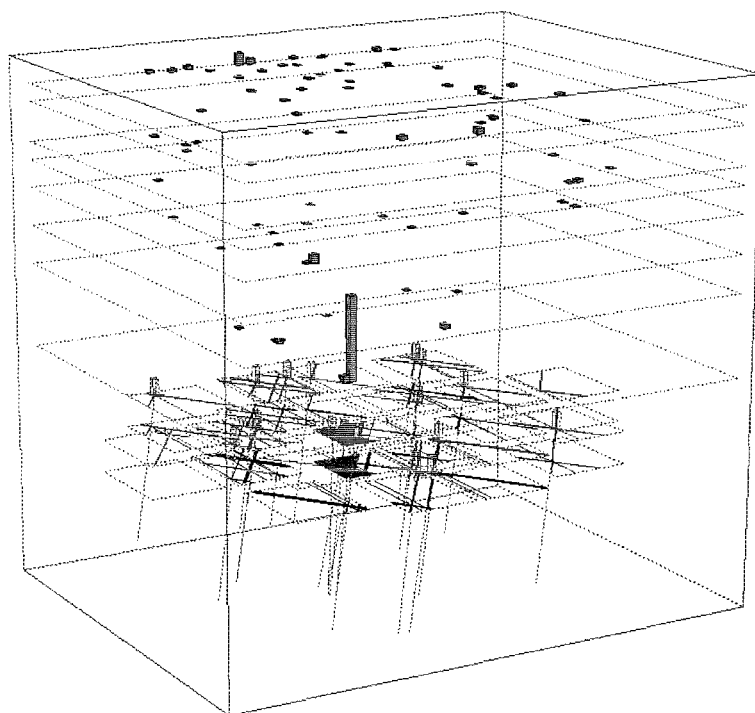


Bild: 372. Fileld: 1, #6

Abbildung 4.6: *Beispiel eines Clusters in einem der zentralen Myonkammerpakete, das aus einem elektromagnetischen Schauer, der in der Betondecke über den MWPC entsteht, hervorgeht. Dargestellt ist der Zentraldetektor, von Nordosten gesehen. Die Größe der in den Kalorimeterlagen deponierten Energie ist in Lego-Darstellung wiedergegeben. Für beide MWPC-Lagen sind die jeweils angesprochenen Drähte dargestellt.*

che der Vieldraht-Proportionalkammern *rauschen*, dass also eine Vielzahl von Drähten und Streifen ein Signal liefern, obwohl die MWPC nicht von einer entsprechenden Anzahl von Teilchen durchquert wird. Diese beiden aufgeführten Hardware-Probleme können bei der Detektorsimulation nicht angemessen nachempfunden werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Erklärung der Diskrepanzen zwischen Daten und Simulationen könnten Neutronen darstellen, die nach Streuung im Erdboden außerhalb des Zentraldetektors die Myonkammern treffen. Da die Simulationsrechnungen enden, wenn ein Schauerteilchen den Erdboden erreicht, sind diese Fälle in den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulationen nicht berücksichtigt.

Die vorgenommenen Untersuchungen können das Auftreten von Bündeln und Clustern in den Vieldraht-Proportionalkammern hinreichend erklären. Die ermittelten Ursachen machen deutlich, dass das Auftreten dieser beiden Phänomene zu Fehlern in der Anzahl der in den MWPC rekonstruierten Myonen führen kann. Dies ist besonders dann der Fall, wenn ein Bündel durch andere Effekte als den Durchgang von mehreren Myonen verursacht wird. Zur genauen Bestimmung der Myonanzahl innerhalb der MWPC-Fläche wäre deshalb für Ereignisse, die Bündel oder Cluster enthalten, eine Korrektur der vom bisherigen Rekonstruktionsalgorithmus angegebenen Anzahl von Myonen nötig. Da während der Aufnahme der verwendeten Messdaten die einzelnen Lagen des Hadron-Kalorimeters, vor allem die achte Lage, nicht über die ganze Fläche des Zentraldetektors bestückt waren, ist eine quantitative Korrektur allerdings zum momentanen Zeitpunkt nicht realisierbar. Da der Anteil von Luftschauern, die Bündel oder Cluster enthalten, nur für Ereignisse, für die der Abstand zwischen Myonkammern und Schauerzentrum weniger als etwa 30 m beträgt, deutlich über 1 % liegt, kann der Fehler durch diese Phänomene für größere Core-Abstände vernachlässigt werden. Im Folgenden werden bei der Untersuchung von Luftschauern nur Ereignisse verwendet, für die das Schauerzentrum mindestens 30 m von den MWPC entfernt liegt.

5 Untersuchung von Luftschauern

Die mit den Vieldraht-Proportionalkammern gemessenen Myonmultiplizitäten und Myondichten können zur Analyse von ausgedehnten Luftschauern verwendet werden. Schwerpunktmäßig soll hier untersucht werden, ob das Knie im Spektrum der Primärenergie (vgl. Abbildung 1.1) auch im Myondichtespektrum zu erkennen ist, und inwieweit die für jedes Ereignis rekonstruierte Myondichte innerhalb des Zentraldetektors auf die Masse des den EAS auslösenden Primärteilchens sensitiv ist.

Für jeden der 1.2 Mio. zur Analyse zur Verfügung stehenden Luftschauer wird die Anzahl der von den Myonkammern rekonstruierten Myonen N_μ^* bestimmt. Diese Zahl wird korrigiert mit der beim jeweiligen Messlauf ermittelten mittleren Effizienz für die MWPC-Stacks. Die Effizienz eines Kammerpakets wird durch Multiplikation der beiden Kammer-Effizienzen der beteiligten Myonkammern bestimmt. Für die verwendeten Daten liegt die durchschnittliche Effizienz aller Kammerstacks bei etwa 93 %. Das Spektrum der pro Schauer auftretenden Anzahl von Myonen innerhalb der MWPC zeigt Abbildung 5.1. Ab einer Myonmultiplizität von etwa zehn bis zu Werten von mehr als 300 ergibt sich ein glatter, steil abfallender Verlauf. Bei kleineren Multiplizitäten ist der Einfluss der Triggerschwelle erkennbar. Eine geringe Anzahl von Myonen pro Ereignis tritt meist in kleinen Luftschauern auf, von denen je nach Abstand des Schauerzentrums nur ein Teil die Triggerbedingungen der Triggerebene oder des Top-Clusters erfüllt.

Die Myondichte ρ_μ^* innerhalb der MWPC ergibt sich aus der Division der Anzahl rekonstruierter Myonen durch die sensitive Fläche der Vieldraht-Proportionalkammern. Die sensitive Fläche der Myonkammern hängt von der Einfallrichtung des Luftschauers ab. Bei senkrechtem Einfall ergibt sich die maximale sensitive Fläche von 129 m². Die Abhängigkeit von den Einfallswinkeln Θ und Φ zeigt Abbildung 5.2. Zum einen nimmt die sensitive Fläche mit zunehmendem Zenitwinkel Θ ab, zum anderen ergibt sich aufgrund der

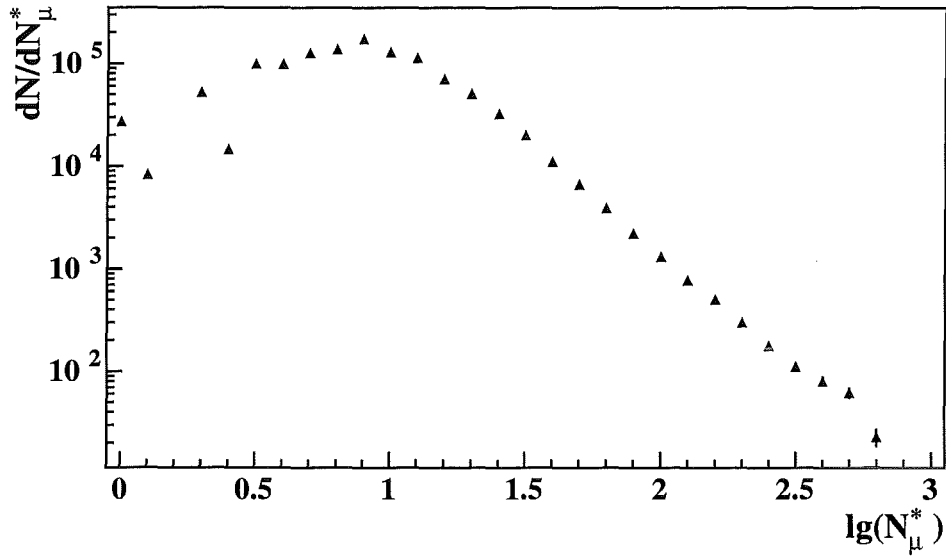


Abbildung 5.1: Anzahl rekonstruierter Luftschauerereignisse über der jeweils innerhalb der MWPC gemessenen Anzahl von Myonen N_{μ}^* .

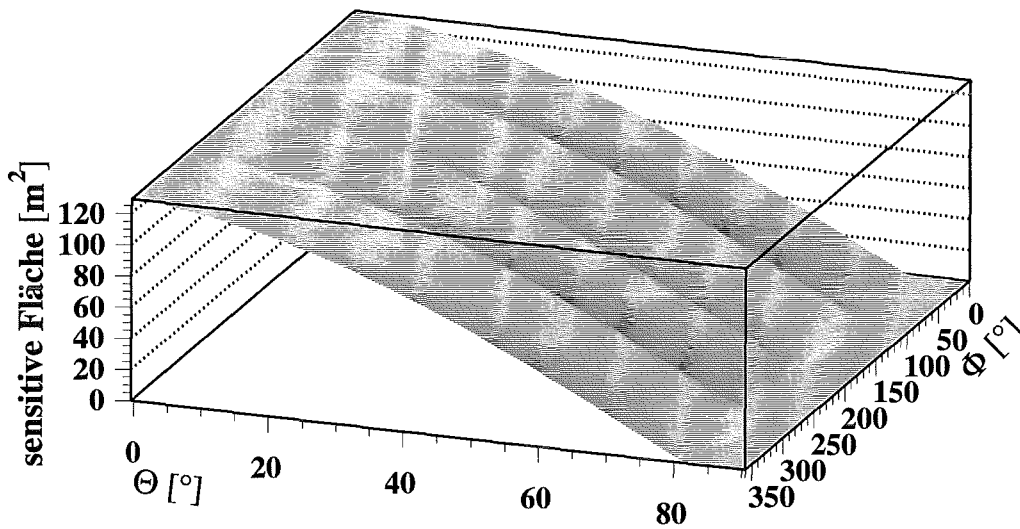


Abbildung 5.2: Sensitive MWPC-Fläche in Abhängigkeit der Einfallsrichtung eines Luftschauers [Lei98].

Geometrie der in zwei Lagen übereinander angebrachten rechteckigen Myonkammern eine periodische Abhängigkeit vom Azimutwinkel Φ .

Abbildung 5.3 zeigt das ρ_μ^* -Spektrum für die untersuchten Luftschauerereignisse, das sich aus der Division von N_μ^* durch die jeweilige sensitive Fläche ergibt. Der über einen großen Wertebereich steil abfallende, glatte Verlauf deutet darauf hin, dass dieses Myondichtespektrum mit dem Spektrum der Primärenergie der kosmischen Strahlung korreliert ist (siehe Kapitel 5.2).

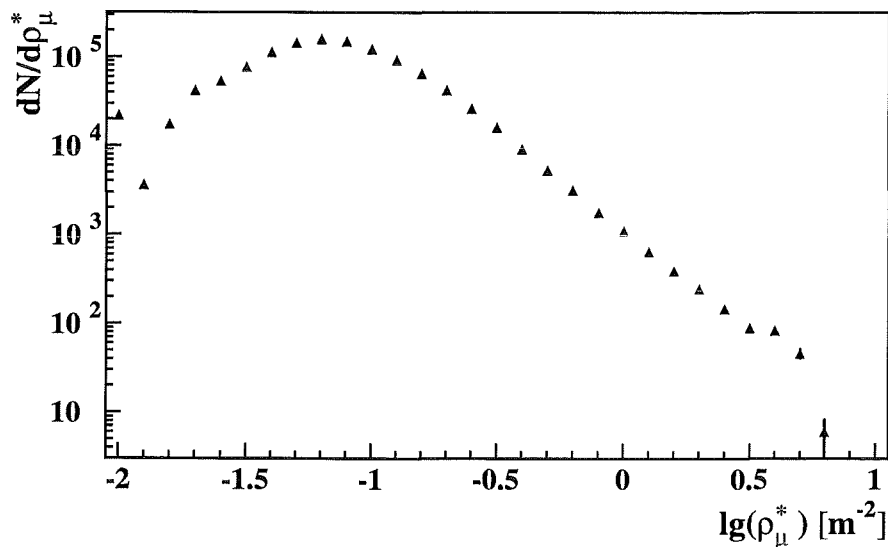


Abbildung 5.3: Spektrum der ermittelten Myondichten ρ_μ^* innerhalb der Fläche der Vieldraht-Proportionalkammern.

5.1 Fluktuationen in Myondichteverteilungen

Die Verteilungen der gemessenen Myondichten können für Luftschauerereignisse, die bestimmten Schauergruppen angehören, miteinander verglichen werden. Als Parameter, welche die Schauergruppen charakterisieren, sollen zum einen der zur Primärenergie korrelierte Parameter N_μ^{tr} und zum anderen die Schauergröße N_e verwendet werden. Um den Einfluss dieser Größen auf die in den MWPC gemessene Myondichte zu untersuchen, muss

ein enger Bereich im Abstand zum Schauerzentrum und ein enger Zenitwinkelbereich gewählt werden, da sowohl die N_e - als auch die N_μ^{tr} - ρ_μ^* -Korrelation neben der Primärenergie-Abhängigkeit eine Abhängigkeit vom Zenitwinkel und dem Abstand zum Schauerzentrum enthält. Um gleichzeitig eine ausreichend hohe statistische Genauigkeit der Daten zu erreichen, werden hier Ereignisse mit Core-Abständen $30 \text{ m} \leq R \leq 50 \text{ m}$ verwendet. Der Zenitwinkel wird auf $15^\circ \leq \Theta \leq 20^\circ$ eingeschränkt.

In Abbildung 5.4 (oben) sind für gemessene Ereignisse die Verteilungen von ρ_μ^* für fünf Wertebereiche von N_μ^{tr} aufgetragen. Dabei liegen die ersten beiden Bereiche unterhalb der Energie des Knies im Spektrum der Primärenergie. Der Bereich $4.0 \leq \lg(N_\mu^{tr}) \leq 4.25$ beinhaltet den $\lg(N_\mu^{tr})$ -Wert 4.1, der einer Primärenergie von etwa $5 \cdot 10^{15}$ eV entspricht [Kla97a], also der Energie des Knies [Tes93]. Die beiden höchsten N_μ^{tr} -Bereiche schließlich liegen oberhalb des Knies. Es wird deutlich, dass mit zunehmendem N_μ^{tr} die Myondichten der zur entsprechenden Schauergruppe gehörenden Ereignisse bei höheren Werten liegen, wie es bei einem Anstieg der Energie erwartet wird. Außerdem geht mit dem Anstieg von N_μ^{tr} ein Schmalwerden der ρ_μ^* -Verteilungen einher, was leicht daran zu erkennen ist, dass die Höhe der Maxima der Verteilungen, deren Integrale jeweils auf den Wert 1 normiert sind, von Bereich zu Bereich größer wird. Dies hat seinen Grund in der generellen relativen Abnahme der auftretenden Fluktuationen von Luftschauerobservablen bei steigender Energie des Primärteilchens [Kna97].

Neben den ρ_μ^* -Verteilungen für die gemessenen Daten sind in Abbildung 5.4 auch Verteilungen dargestellt, die sich aus Simulationsrechnungen mit CORSIKA auf der Basis des Modells QGSJet und mit vollständigen Detektorsimulationen für Protonen bzw. Eisenkerne als Primärteilchen ergeben. Da die zur Verfügung stehende Anzahl von simulierten Ereignissen, die in den obersten $\lg(N_\mu^{tr})$ -Bereich fallen zu gering ist, werden die Simulationsergebnisse dieses Bereichs nicht für einen Vergleich mit den Messdaten verwendet. Vergleicht man die Ergebnisse der Simulationen mit den gemessenen Daten, so zeigt sich, dass die Verteilungen für die verschiedenen Schauergruppen sowohl für Protonen als auch für Eisen jeweils im etwa gleichen ρ_μ^* -Wertebereich liegen wie die gemessenen Verteilungen. Allerdings liegen in allen der betrachteten Bereichen die mittleren Myondichten für Eisen geringfügig höher als für

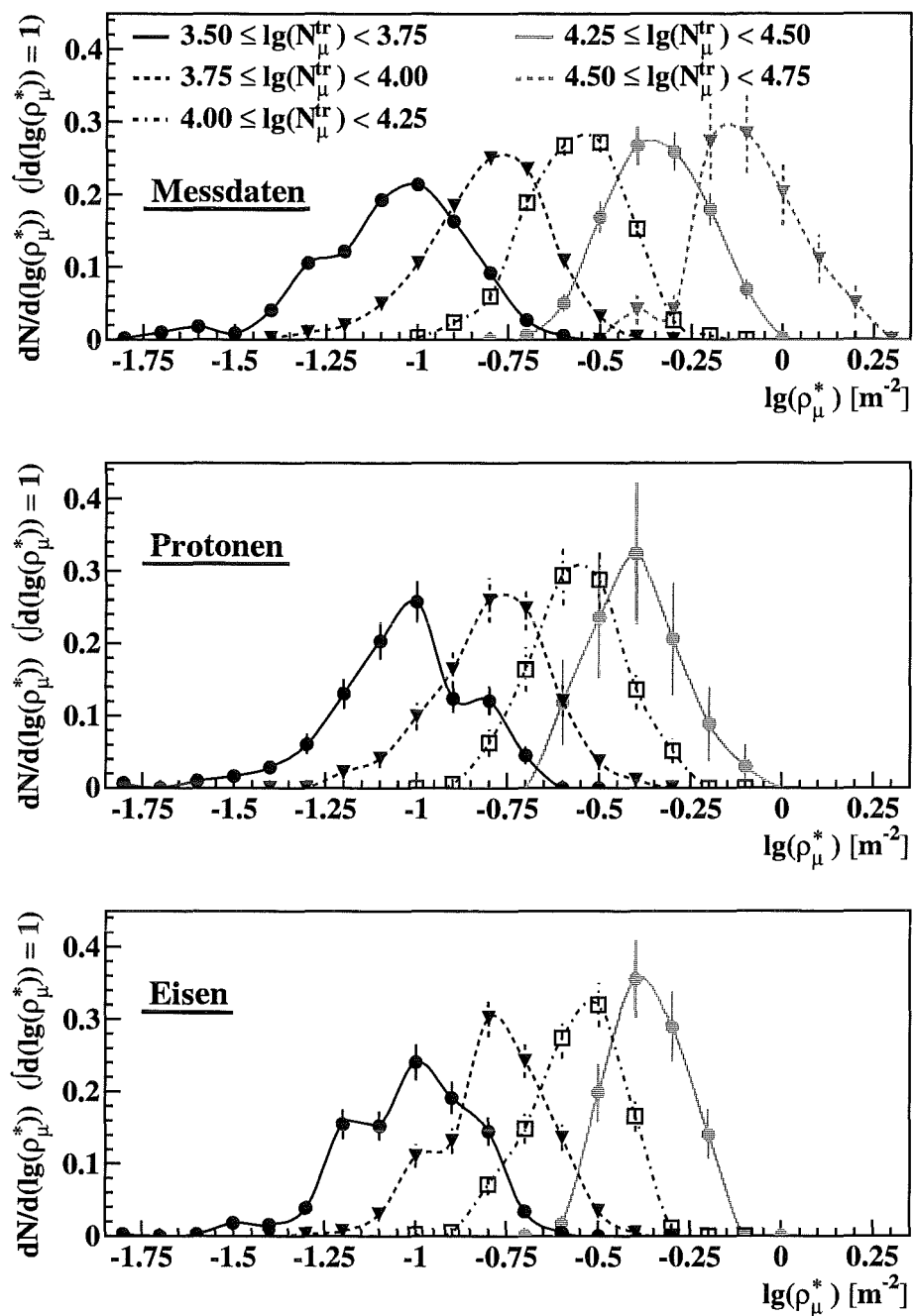


Abbildung 5.4: Myondichteverteilungen von Schauergruppen unterschiedlicher $\lg(N_\mu^{\text{tr}})$ -Bereiche für Messdaten sowie simulierte Proton- und Eisenschauer (QGSJet). Es gelten jeweils die Bedingungen $30 \text{ m} \leq R \leq 50 \text{ m}$ und $15^\circ \leq \Theta \leq 20^\circ$. Die verbindende Liene dient lediglich der Verdeutlichung des Verlaufs der Verteilungen.

Protonen. Dies bedeutet, dass zumindest im Radiusbereich zwischen 30 m und 50 m Eisenschauer etwas mehr höherenergetische Myonen ($E_\mu > 2$ GeV) enthalten als Protonschauer, die im gleichen Wertebereich für N_μ^{tr} , der sich auf $E_\mu > 250$ MeV bezieht, liegen. Wie schon für die Messdaten, so findet man auch für Simulationsrechnungen mit Proton- bzw. Eisenkernen als Primärteilchen ein Schmalwerden der Verteilungen mit steigender Myonanzahl.

Die bei den dargestellten Myondichteverteilungen angegebenen Fehlerbalken geben für die gemessenen Daten die statistischen Fehler der Messwerte wieder. Die Fehler bei den Simulationen kommen durch die Unsicherheiten der Fluktuationen aufgrund der geringen Anzahl der zur Verfügung stehenden Simulationsrechnungen zustande. Die Anzahl der simulierten Luftschauerereignisse wird durch die benötigte Rechenzeit limitiert.

Werden die Schauergruppen nicht nach dem Parameter N_μ^{tr} sondern nach der Schauergröße N_e eingeteilt, so ergeben sich die in Abbildung 5.5 aufgetragenen Myondichteverteilungen. Wie zuvor, liegen auch hier die Verteilungen für größere Werte von $lg(N_e)$ bei höheren Myondichten ρ_μ^* . Allerdings tritt in diesem Fall für die gemessenen Luftschauer kein Schmalwerden der ρ_μ^* -Verteilungen bei den Schauergruppen mit größerem N_e auf. Da die Anzahl der Elektronen im Schauer im Gegensatz zu N_μ^{tr} kein masseunabhängiger Parameter ist, weisen Luftschauer, die von unterschiedlichen Primärteilchen ausgelöst werden, für den Fall, dass sie etwa die gleiche Anzahl Elektronen enthalten, deutliche Unterschiede in der Myonanzahl [Fom96] und damit auch in der Myondichte am Ort des Zentraldetektors auf. Somit haben hier die Breiten der Myondichteverteilungen ihre Ursachen weniger in statistisch bedingten Fluktuationen als in den Beiträgen verschieden schwerer Primärteilchen. Dies wird besonders deutlich, wenn man wiederum die Verteilungen der Messdaten mit Simulationsergebnissen für proton- und eiseninduzierte Schauer vergleicht (siehe Abbildung 5.5). Die ρ_μ^* -Verteilungen für eiseninduzierte Luftschauer sind gegenüber den Verteilungen für Protonschauer des gleichen Schauergrößen-Bereichs deutlich zu höheren Myondichten hin verschoben. Die Maxima der Verteilungen für Eisen-Simulationen liegen bei ρ_μ^* -Werten, die den rechten Flanken der Myondichteverteilungen der jeweiligen Schauergruppen in den Messdaten entsprechen. Im Gegensatz dazu liegen die Auftragungen für Protonen etwa an der gleichen Stelle wie für die gemessenen

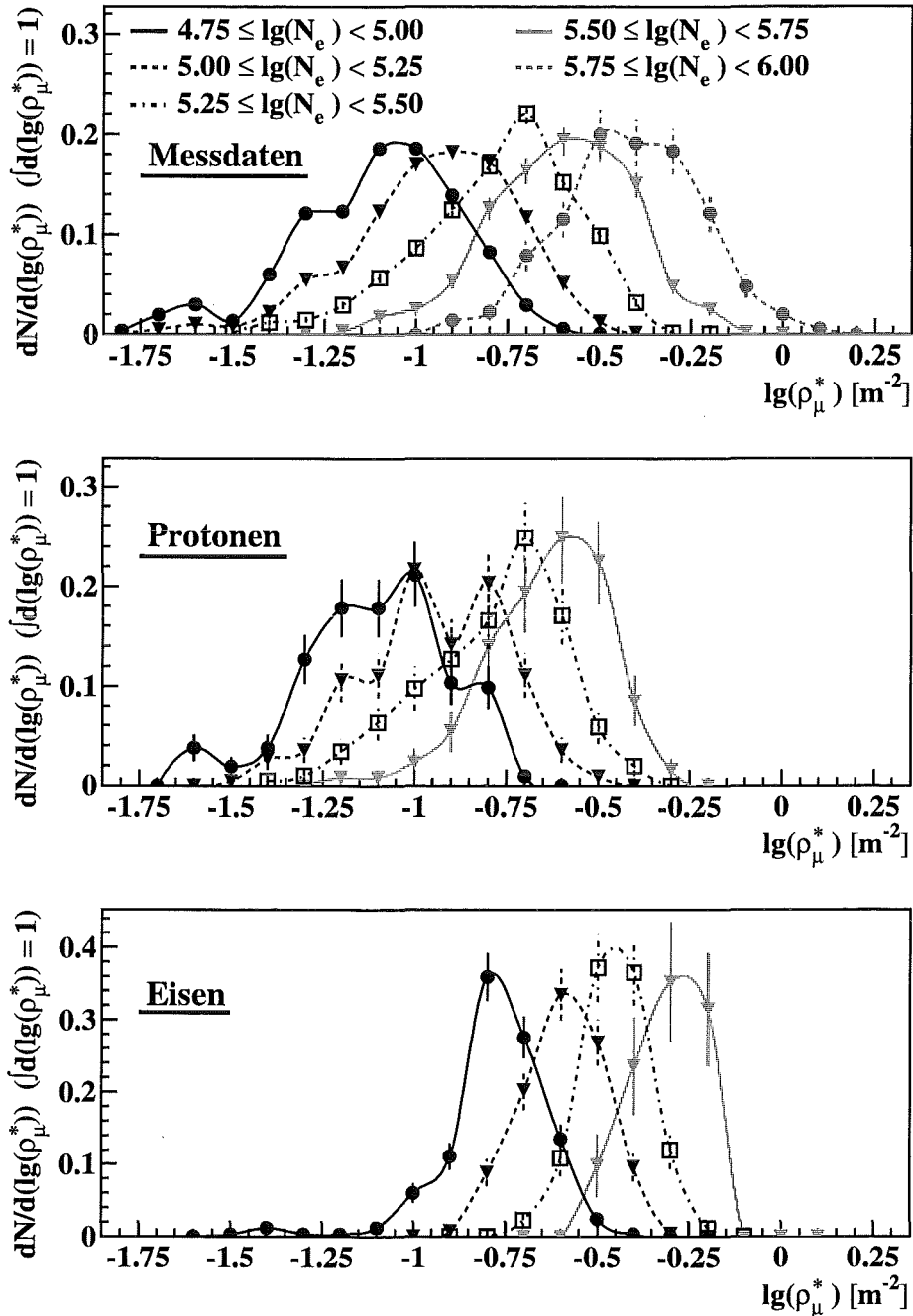


Abbildung 5.5: Verteilungen der auftretenden Myondichten von Luftschauern unterschiedlicher Schauergrößen-Bereiche für Messdaten und Simulationen. Für die Abstände zum Schauerzentrum gilt jeweils $30 \text{ m} \leq R \leq 50 \text{ m}$. Man beachte die abweichenden y-Skalenwerte für Eisen.

Ereignisse und tendieren lediglich für den Bereich $5.5 \leq \lg(N_e) \leq 5.75$ etwas zu kleineren Myondichten hin. Es fällt weiterhin auf, dass die ρ_μ^* -Verteilungen für eiseninduzierte Luftschauer durchweg schmaler sind als für die entsprechenden Protonenschauer.

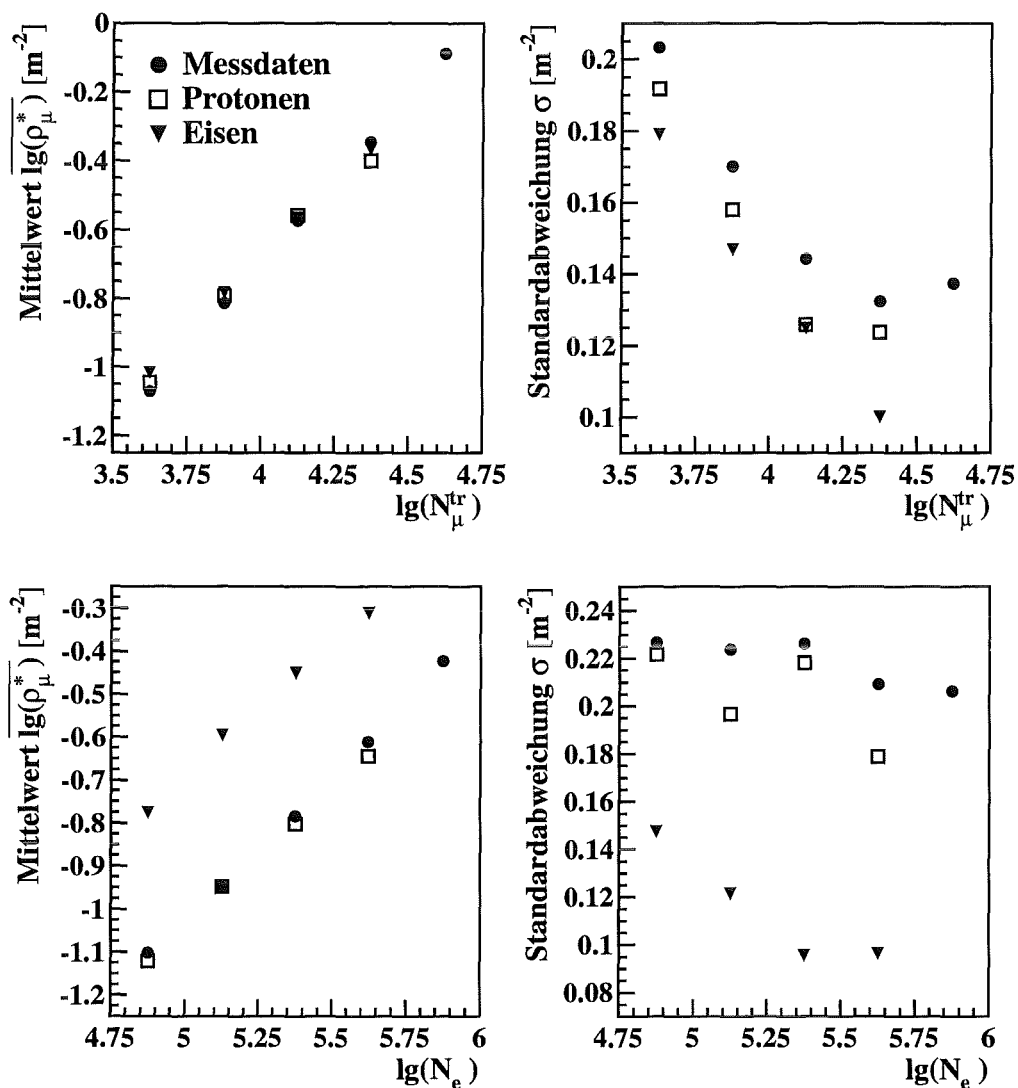


Abbildung 5.6: Vergleich der aus den Abbildungen 5.4 (obere Reihe) und 5.5 (untere Reihe) entnommenen Mittelwerte von ρ_μ^* (linke Spalte) und Standardabweichungen (rechte Spalte) für Messdaten, Protonen und Eisen.

Der Vergleich der Myondichteverteilungen von Schauergruppen mit unterschiedlichen N_μ^{tr} - bzw. N_e -Werten aus Messdaten sowie Simulationsrechnungen ist in Abbildung 5.6 zusammenfassend dargestellt. Die oberen beiden Histogramme betreffen die Aufteilung in Myonanzahl-Bereiche entsprechend Abbildung 5.4, die unteren Darstellungen beziehen sich auf die Unterscheidung verschiedener N_e -Bereiche wie in Abbildung 5.5. Aufgetragen sind jeweils die Mittelwerte $\overline{\lg(\rho_\mu^*)}$ der einzelnen Verteilungen sowie die dazugehörigen Standardabweichungen σ .

Für die Aufteilung in N_μ^{tr} -Bereiche ergeben sich in allen betrachteten Bereichen praktisch identische Mittelwerte von ρ_μ^* für Messdaten und Simulationen mit verschieden schweren Primärteilchen. Im Gegensatz dazu unterscheiden sich die ρ_μ^* -Mittelwerte, die bei einer Aufteilung in N_e -Bereiche für Eisen gefunden werden, deutlich von den entsprechenden Werten für Protonen. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen: Da der Parameter N_μ^{tr} mit der Primärenergie korreliert ist, weisen proton- und eiseninduzierte Luftschauer des gleichen N_μ^{tr} -Bereichs etwa die gleiche Primärenergie auf, so dass auch die gleichen Werte für ρ_μ^* erwartet werden. Für die Unterteilung in N_e -Bereiche ergeben sich für Eisen jeweils höhere Myondichten als für Protonen, da protoninduzierte Luftschauer einer bestimmten Elektronenanzahl einer wesentlich geringeren Primärenergie entsprechen als Luftschauer mit schwereren Kernen als Primärteilchen. Unter Berücksichtigung der geringeren Häufigkeit von Ereignissen höherer Primärenergie wird damit auch einsichtig, dass die ρ_μ^* -Mittelwerte aus den Messdaten bei der Aufteilung in N_μ^{tr} -Bereiche zwar zwischen den Ergebnissen für Protonen und Eisen, aber sehr nahe bei den Protonenwerten liegen. Dies liegt außerdem daran, dass die verwendeten simulierten Luftschauer in mehreren unterschiedlichen Energiebereichen vorliegen. Innerhalb eines einzelnen Bereichs entspricht die Verteilung der auftretenden Energien zwar dem steil abfallenden Flusspektrum der Primärenergie, die einzelnen Bereiche enthalten aber jeweils etwa gleich viele Ereignisse. Eine entsprechende Korrektur, bei dem die Ereignisse niedrigerer Energien stärker gewichtet werden, würde die ρ_μ^* -Mittelwerte der Simulationen zu kleineren Werten verschieben. Diese Korrektur wird bei den hier vorgestellten Untersuchungen allerdings nicht vorgenommen, da sie den Effekt hat, dass dadurch die aufgrund der geringen statistischen Genauigkeit

der Simulationen auftretenden Fluktuationen bei kleinen Energien auch sehr stark gewichtet werden. Dies hätte zur Folge, dass sich für die in den Abbildungen 5.4 und 5.5 untersuchten Verteilungen aus den Simulationen kein glatter Verlauf mehr ergäbe.

Die in Abbildung 5.6 jeweils rechts dargestellten Standardabweichungen, die die Breiten der Verteilungen in den Abbildungen 5.4 und 5.5 wiedergeben, zeigen jeweils deutliche Unterschiede zwischen gemessenen Luftschauerereignissen, Protonen und Eisen. Sowohl für die Aufteilung in N_μ^{tr} -Bereiche als auch in Wertebereiche der Elektronenanzahl liegen die Standardabweichungen für die Messergebnisse höher als für simulierte proton- oder eiseninduzierte Schauer. Dies ist einsichtig, da sich die Fluktuationen in Verteilungen der Messdaten aus der Superposition der Beiträge verschiedener Primärmassen ergeben. Für die Aufteilung in Bereiche von N_μ^{tr} ist eine deutliche Abnahme der Fluktuationen hin zu höheren N_μ^{tr} -Bereichen zu erkennen. Dies ist für die Einteilung in Schauergrößen-Bereiche wesentlich weniger deutlich der Fall. Besonders große Unterschiede für die Breiten der ρ_μ^* -Verteilungen von Eisen- und Protonschauern treten auf, wenn man die Schauergruppen anhand der Anzahl von Elektronen einteilt.

Die Mittelwerte von ρ_μ^* können also sowohl für die Aufteilung in N_μ^{tr} - als auch in N_e -Bereiche nicht als Hilfsmittel zur Untersuchung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung verwendet werden. Die Standardabweichungen für die ρ_μ^* -Verteilungen könnten dagegen in detaillierteren Untersuchungen zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung beitragen. Dazu wäre vor allem eine höhere Anzahl von Simulationsrechnungen, die als Referenz verwendet werden, von Nöten. Zur quantitativen Analyse würde sich dann eine Parametrisierung der jeweiligen Verteilungen der Myondichte anbieten, mit deren Hilfe der Vergleich zwischen Messdaten und Simulationen durchgeführt werden könnte.

Im Rahmen der hier durchgeführten Analyse ist eine Tendenz zu einem Anstieg des Anteils schwererer Primärteilchen nach dem Knie gegeben. Sowohl in Abbildung 5.4 als auch in Abbildung 5.5 scheinen für größere N_μ^{tr} - bzw. N_e -Werte die rechten Flanken der jeweiligen ρ_μ^* -Verteilungen stärker ausgeprägt zu sein.

5.2 Myondichtespektren

Zur Bestimmung eines Myondichtespektrums muss eine Auswahl von Ereignissen eines noch engeren Bereichs von Core-Abständen betrachtet werden, weil aufgrund der nach außen hin abfallenden Myonlateralverteilung der Wert der gemessenen Myondichte sehr stark vom Abstand der MWPC zum Zentrum des Luftschauers abhängt. Dagegen kann der Zenitwinkelbereich auf $10^\circ \leq \Theta \leq 30^\circ$ erweitert werden, da die Myonen beim Durchlaufen der Atmosphäre nicht wesentlich aussterben, so dass die Myondichte am Erdboden nur geringfügig von der Dicke der durchlaufenen Atmosphäre und damit vom Zenitwinkel abhängt. Trägt man die Anzahl von gefundenen Ereignissen über der jeweiligen Myondichte auf, so ergibt sich das Myondichtespektrum für den entsprechenden Bereich von Abständen zum Schauerzentrum. Abbildung 5.7 zeigt die integralen ρ_μ^* -Spektren für die beiden Fälle, dass das Zentrum des Luftschauers 40 m bis 45 m bzw. 65 m bis 70 m von den Vieldraht-Proportionalkammern entfernt liegt. Der Verlauf beider Spektren kann durch Potenzgesetze folgender Form beschrieben werden:

$$dN/d\rho_\mu^* \propto (\rho_\mu^*)^{-\beta} \quad (5.1)$$

In Abbildung 5.7 sind jeweils auch die mit dem Faktor $(\rho_\mu^*)^{2.3}$ multiplizierten Spektren eingetragen. Wie beim Spektrum der Primärenergie so tritt auch in den Myondichtespektren der beiden hier betrachteten Abstandsbe-
reiche eine Änderung der Indizes β auf. Für den Radiusbereich zwischen 40 m und 45 m erfolgt eine Änderung von $\beta_1 = 3.331 \pm 0.010$ nach $\beta_2 = 3.672 \pm 0.211$ bei etwa $\lg(\rho_\mu^*) = -0.58$, was einer Myondichte von 0.26 m^{-2} entspricht. Bei Ereignissen, für die $65 \text{ m} \leq R < 70 \text{ m}$ gilt, tritt bei $\lg(\rho_\mu^*) = -0.75$ ($\cong \rho_\mu^* = 0.18 \text{ m}^{-2}$) eine Änderung des Index von 3.409 ± 0.011 nach 3.711 ± 0.052 auf. Die angegebenen Fehler beinhalten nur die statistischen Fehler, die sich bei der Anpassungen der Potenzfunktionen an die Spektren ergeben. Der Fehler ist aufgrund der zu größeren Energien hin geringeren statistischen Genauigkeit für β_2 jeweils deutlich größer als für β_1 .

Wie gezeigt enthält also auch das Spektrum der Myondichte ρ_μ^* ähnlich wie das Energiespektrum der kosmischen Strahlung ein *Knie* (vgl. Abbildung 1.1). Dass dieses Knie für Luftschauer größerer Abstände bei kleineren Myondichten als für Ereignisse mit kleineren Core-Abständen liegt, hat

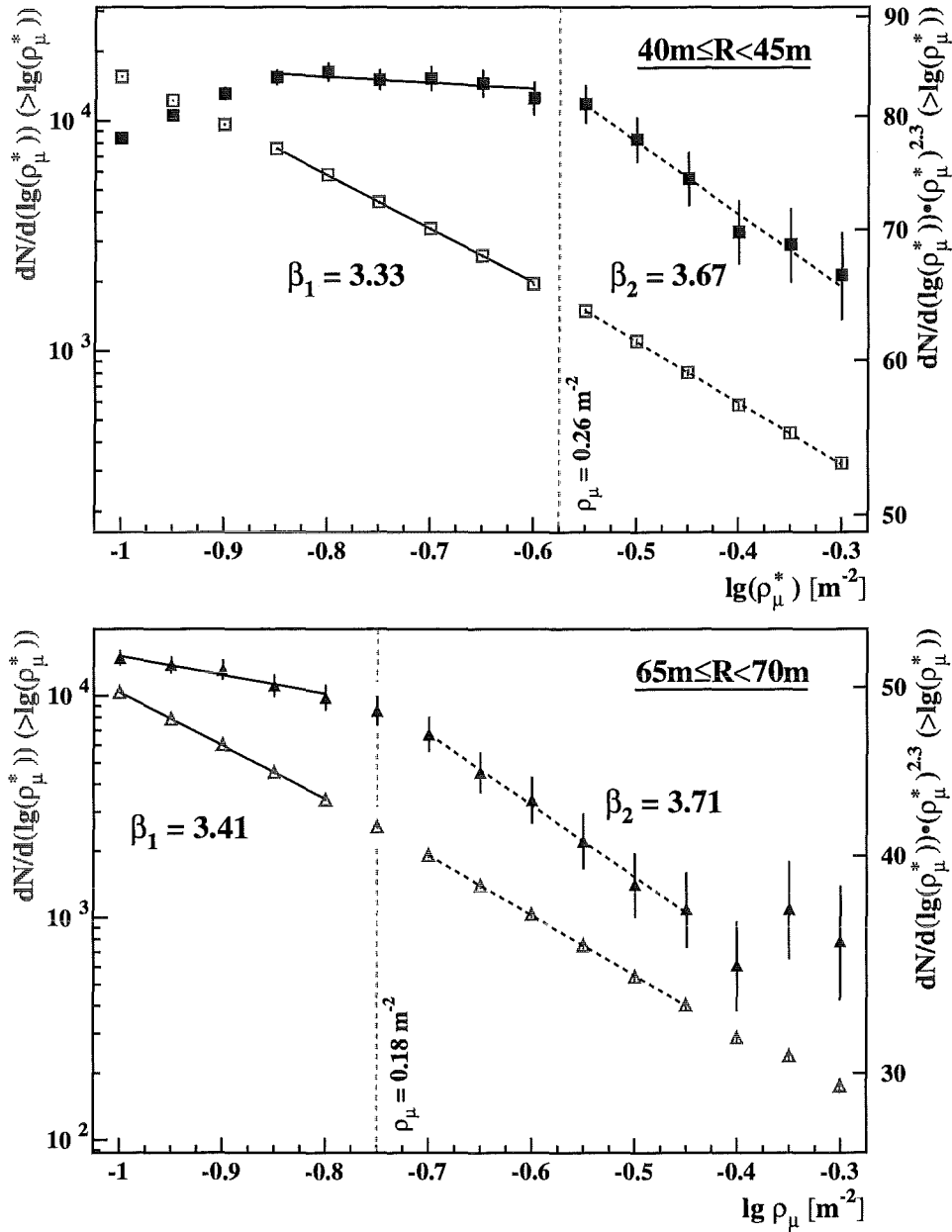


Abbildung 5.7: Spektrum der Myondichte ρ_μ^* (offene Symbole) für Core-Abstände zwischen 40 m und 45 m (oben) bzw. zwischen 65 m und 70 m (unten). Um die Änderung des Spektralindex β zu verdeutlichen, ist jeweils auch das mit dem Faktor $(\rho_\mu^*)^{2.3}$ multiplizierte Spektrum dargestellt (ausgefüllte Symbole). Dargestellt sind die integralen Spektren, die angegebenen Indizes β beziehen sich jeweils auf die differentiellen Spektren.

seine Ursache in den vom Schauerzentrum aus nach außen hin abfallenden Myonlateralverteilungen ausgedehnter Luftschauer. Ein EAS einer bestimmten Primärenergie, für den die MWPC bei großen Abständen zum Schauerzentrum liegen, weist innerhalb der Myonkammern eine deutlich geringere Dichte an Myonen mit Energien oberhalb 2 GeV auf, als es für einen Schauer gleicher Energie aber mit geringerem Abstand zwischen Myonkammern und Schauerzentrum der Fall ist. Auch die Tatsache, dass für Schauer des Radiusbereichs $65 \text{ m} \leq R < 70 \text{ m}$ das Myondichtespektrum etwas steiler abfällt als für gemessene EAS mit Abständen vom Schauerzentrum zwischen 40 m und 45 m, lässt sich anhand der Myonlateralverteilungen für Luftschauer unterschiedlicher Primärenergien erklären. Die Lateralverteilungen von Myonen werden für sämtliche Bereiche von auftretenden Primärenergien zu größeren Abständen vom Schauerzentrum hin flacher [LHR98]. Deshalb ergibt sich beim Vergleich zweier bestimmter Primärenergien eine geringere Differenz der mittleren Myondichte, wenn dieser Vergleich für Core-Abstände zwischen 65 m und 70 m vorgenommen wird, als für den Fall $40 \text{ m} \leq R < 45 \text{ m}$. Somit nimmt die auf das Energiespektrum zurückgehende Häufigkeit von Ereignissen bei einer bestimmten Änderung der Myondichte für größere Abstände vom Schauerzentrum schneller ab und das entsprechende ρ_μ^* -Spektrum wird steiler. Für den Radiusbereich 40 m bis 45 m ist für sehr kleine Myondichten der Einfluss der abnehmenden Triggereffizienz zu erkennen. Bei Ereignissen mit einem vergleichsweise kleinen Abstand zwischen den Vieldraht-Proportionalkammern und dem Schauerzentrum, die eine solch geringe Myondichte in den MWPC aufweisen, handelt es sich um relativ kleine Schauer. Diese erfüllen zum Teil nicht die Triggerbedingung der e/γ -Detektoren des Arrays, so dass keine allgemeinen Schauerparameter rekonstruiert werden können und diese Schauer somit nicht im dargestellten ρ_μ^* -Spektrum vertreten sind. Bei Ereignissen des Bereichs $65 \text{ m} \leq R < 70 \text{ m}$, die $\lg(\rho_\mu^*)$ -Werte um -1 aufweisen, handelt es sich aber um weitaus größere Luftschauer, so dass dieser Effekt in diesem Radiusbereich nicht auftritt.

Um vom Verlauf der gemessenen Myondichtespektren auf das Primärenergiespektrum zu schließen, werden für die untersuchten Radiusbereiche Simulationsrechnungen durchgeführt. Simuliert werden proton- und eiseninduzierte Luftschauer im Energiebereich $5 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ bis $1 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ mit

einer Energieverteilung, die einem Potenzspektrum mit Spektralindex -2.7 entspricht. Jeder der simulierten CORSIKA-Schauer wird bei der Detektorsimulation mit CRES zehnmal verwendet, wobei der Schauermittelpunkt gleichverteilt im vorgegebenen Radiusbereich platziert wird. Um verschiedene Wechselwirkungsmodelle vergleichen zu können, werden die beiden Modelle VENUS und QGSJet getrennt voneinander für die Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Aus den Ergebnissen dieser Simulationsrechnungen lässt sich der Zusammenhang von ρ_μ^* und der Primärenergie für die beiden betrachteten Bereiche von Abständen zum Schauerzentrum ermitteln. In den Abbildungen 5.8 bis 5.11 sind die Ergebnisse jeweils für Protonen und Eisen als Primärteilchen dargestellt.

Unter der Annahme, dass auch die Abhängigkeit der in den MWPC gemessenen Myondichten von der Primärenergie des EAS durch eine Potenzfunktion beschrieben werden kann, werden durch Anpassung von Funktionen der Form

$$\rho_\mu^* \propto E^\delta \quad (5.2)$$

die jeweiligen Indizes δ bestimmt. Dass die Datenpunkte aus den Simulationen zum Teil relativ stark von der jeweils angepassten Funktion abweichen, die einzelnen Datenpunkte allerdings nur sehr geringe statistische Fehler aufweisen, hat seine Ursache darin, dass jeder simulierte Luftschauer zehnmal verwendet wird. Auf diese Weise treten in den Auftragungen Fluktuationen auf, obwohl die statistischen Fehler doch scheinbar gering sind.

Mit Hilfe der ermittelten Zusammenhänge zwischen ρ_μ^* und der Primärenergie lässt sich von den gemessenen Myondichtewerten, bei denen die Änderungen der Spektralindizes in den ρ_μ^* -Spektren auftreten, auf die Position des Knies im Energiespektrum schließen. Dabei müssen die im Folgenden aufgeführten Fehlerquellen berücksichtigt werden:

- In den dargestellten Myondichtespektren lässt sich die Knieposition mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0.015 \text{ m}^{-2}$ bestimmen.
- Für die ρ_μ^* -Spektren kann jeweils nicht ein fester Core-Abstand, sondern sinnvollerweise ein Kreisring eines Radiusbereichs von fünf Metern verwendet werden. Dies verursacht einen Fehler von etwa $\pm 0.01 \text{ m}^{-2}$.

- Die Unsicherheit bei der Umrechnung der Myondichte in die Primärenergie der Knieposition bewirkt aufgrund des Fehlers bei der Anpassung der Indizes δ einen Fehler in der zugehörigen Energie. Dieser liegt für Eisen je nach Modell und Radiusbereich zwischen $\pm 1 \cdot 10^{14}$ eV und $\pm 2 \cdot 10^{14}$ eV und für Protonen zwischen $\pm 9 \cdot 10^{14}$ eV und $\pm 2 \cdot 10^{15}$ eV.

Da die kosmische Strahlung unterschiedlich schwere Primärteilchen enthält, die genaue chemische Zusammensetzung aber nicht bekannt ist, werden als Extremfälle einerseits Protonen und andererseits Eisenkerne als Primärteilchen betrachtet. Die Werte für die aus unterschiedlichen Primärteilchen zusammengesetzte kosmische Strahlung müssen dann zwischen den Werten liegen, die unter den Annahmen ermittelt werden, dass alle Luftschauer proton- bzw. eiseninduziert sind. Für beide verwendeten Modelle und beide Primärteilchen wird aus den beiden betrachteten Abstandsbereichen jeweils ein Mittelwert der Knieposition gebildet, wodurch sich zusätzlich ein statistischer Fehler ergibt.

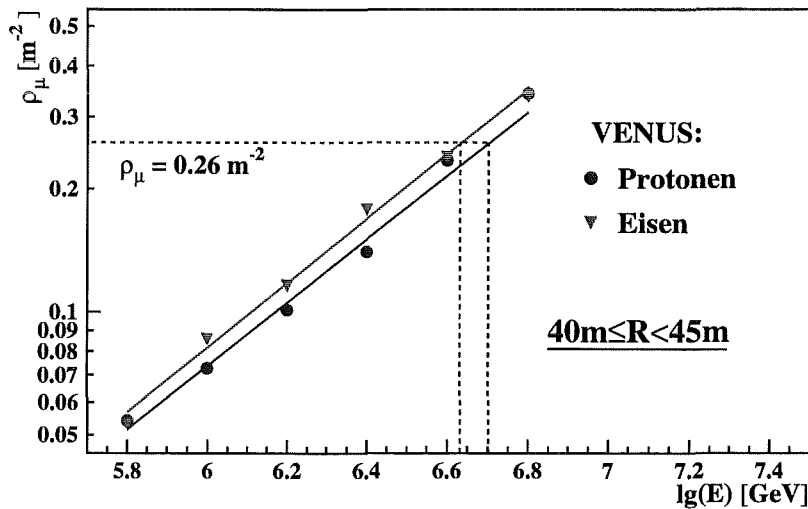


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der Myondichte von der Primärenergie für VENUS-Simulationen mit Core-Abständen zwischen 40 m und 45 m. Unter Annahme eines Zusammenhangs der Form $\rho_{\mu}^* \propto E^{\delta}$ ergeben sich die Indizes $\delta_p = 0.776 \pm 0.003$ für Protonen und $\delta_{Fe} = 0.790 \pm 0.002$ für Eisen.

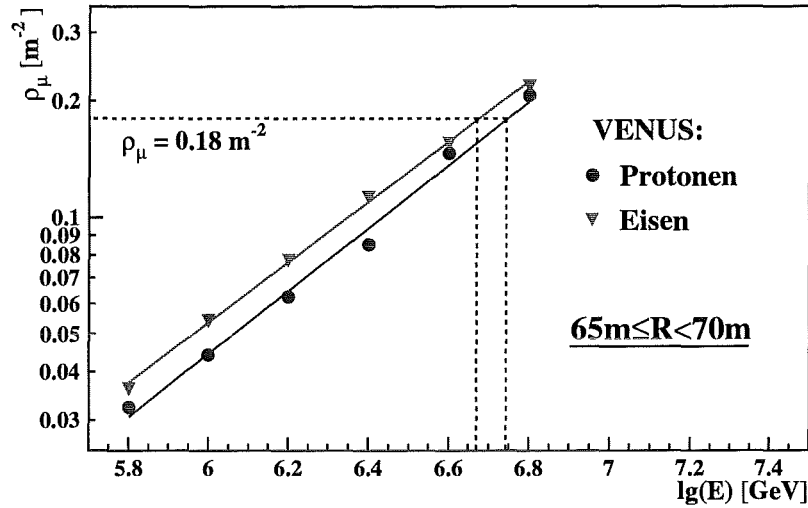


Abbildung 5.9: Myondichte in den MWPC in Abhängigkeit von der Primärenergie für Simulationsrechnungen mit dem Modell VENUS bei Abständen zum Schauerzentrum von 65 m bis 70 m. Es ergibt sich $\delta_p = 0.811 \pm 0.003$ und $\delta_{Fe} = 0.778 \pm 0.002$.

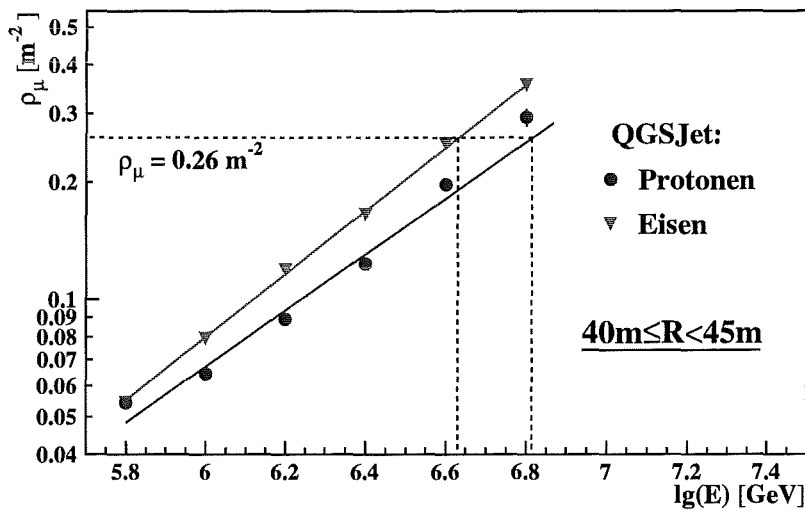


Abbildung 5.10: ρ_μ^* über der Primärenergie für QGSJet-Simulationen im Radiusbereich $40 \text{ m} \leq R < 45 \text{ m}$. Für den Zusammenhang $\rho_\mu^* \propto E^\delta$ erhält man $\delta_p = 0.719 \pm 0.011$ und $\delta_{Fe} = 0.809 \pm 0.002$.

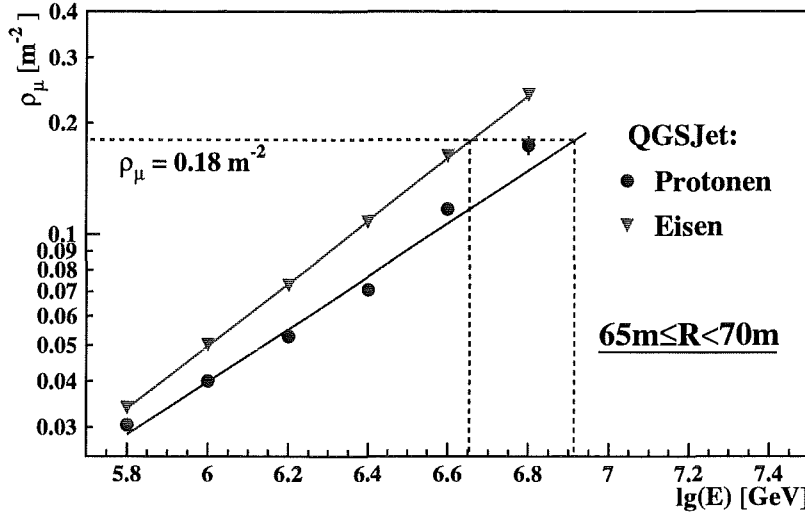


Abbildung 5.11: Abhängigkeit der Myondichte von der Primärenergie für Monte-Carlo-Simulationen mit dem Modell QGSJet für Core-Abstände zwischen 65 m und 70 m. Es ergeben sich $\delta_p = 0.714 \pm 0.015$ für Protonen und $\delta_{Fe} = 0.847 \pm 0.003$ für Eisen.

Damit erhält man als Positionen des Knies im Energiespektrum unter Verwendung des Modells VENUS für die unterschiedlichen angenommenen Primärteilchen folgende Ergebnisse:

$$\text{Protonen: } E_K^{V,p} = (5.26 \pm 0.25_{stat} \pm 1.61_{sys}) \cdot 10^{15} \text{ eV}$$

$$\text{Eisen: } E_K^{V,Fe} = (4.48 \pm 0.21_{stat} \pm 0.84_{sys}) \cdot 10^{15} \text{ eV}$$

Verwendet man das Wechselwirkungsmodell QGSJet ergeben sich folgende Energien als Positionen des Knies:

$$\text{Protonen: } E_K^{Q,p} = (7.42 \pm 0.81_{stat} \pm 2.60_{sys}) \cdot 10^{15} \text{ eV}$$

$$\text{Eisen: } E_K^{Q,Fe} = (4.40 \pm 0.13_{stat} \pm 0.83_{sys}) \cdot 10^{15} \text{ eV}$$

Die Spektralindizes γ des Energiespektrums $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ lassen sich über die Beziehung $dN/dE = dN/d\rho_\mu^* \cdot d\rho_\mu^*/dE$ unter Zuhilfenahme der Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnen. Man erhält den Zusammenhang

$$\gamma = \delta \cdot (\beta - 1) + 1$$

Aus den Unsicherheiten der beiden vorgenommenen Anpassungen an die Myondichtespektren sowie die ρ_μ^* - E -Zusammenhänge resultieren die statistischen Fehler der so bestimmten Spektralindizes.

Zu den systematischen Fehlern der berechneten Indizes des Primärenergiespektrums tragen die folgenden vier Fehlerquellen bei:

- Der Wert von δ ist aufgrund der Ungenauigkeit der jeweils angepassten Potenzfunktion, bedingt durch Fluktuationen aus der Mehrfachverwendung einzelner simulierter Schauer, mit einem Fehler behaftet, der für die verschiedenen untersuchten Fälle zwischen ± 0.02 und ± 0.13 liegt.
- Dass für die ρ_μ^* -Spektren jeweils nicht ein fester Core-Abstand, sondern ein Radiusbereich von fünf Metern verwendet wird, verursacht einen Fehler des Index β , der für β_1 bei ± 0.06 für den Bereich kleinerer Core-Abstände bzw. bei ± 0.01 für $65 \text{ m} \leq R < 70 \text{ m}$ liegt und für β_2 jeweils etwa ± 0.12 beträgt.
- Die nicht rotationssymmetrische Anordnung der MWPC wichtet bestimmte Azimutwinkel der Einfallrichtung stärker als andere und verursacht so einen Fehler von β , der für die verschiedenen ermittelten Indizes zwischen ± 0.06 und ± 0.15 liegt.
- Die Unsicherheit bezüglich der Lage des Knies in den Myondichtespektren legt den Bereich, in dem die Anpassungen der Potenzfunktionen vorgenommen werden, nicht exakt fest und führt so zu geringen Fehlern in deren Steigungen β in der Größenordnung ± 0.01 .

Die Größen der einzelnen Fehler werden mit Hilfe von Untersuchungen jeweiliger Extremfälle abgeschätzt. Zusätzlich tritt ein genereller Fehler durch die begrenzte Auflösung von ρ_μ^* auf, der aufgrund des steil abfallenden Flussspektrums zu etwas größeren Indizes führt.

Die sich ergebenden Werte der Indizes des Energiespektrums für die verschiedenen Radiusbereiche, Wechselwirkungsmodelle und Primärteilchen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Mit γ_1 wird dabei jeweils der Index vor dem Knie und mit γ_2 der Spektralindex nach dem Knie bezeichnet.

40 - 45m	VENUS		QGSJet	
	Protonen	Eisen	Protonen	Eisen
γ_1	$2.81 \pm 0.01 \pm 0.25$	$2.84 \pm 0.01 \pm 0.10$	$2.68 \pm 0.03 \pm 0.25$	$2.89 \pm 0.01 \pm 0.17$
γ_2	$3.07 \pm 0.16 \pm 0.29$	$3.11 \pm 0.17 \pm 0.13$	$2.92 \pm 0.15 \pm 0.29$	$3.16 \pm 0.17 \pm 0.20$

65 - 70m	VENUS		QGSJet	
	Protonen	Eisen	Protonen	Eisen
γ_1	$2.95 \pm 0.01 \pm 0.22$	$2.87 \pm 0.01 \pm 0.14$	$2.72 \pm 0.04 \pm 0.33$	$3.04 \pm 0.01 \pm 0.13$
γ_2	$3.19 \pm 0.04 \pm 0.28$	$3.11 \pm 0.04 \pm 0.22$	$2.94 \pm 0.06 \pm 0.39$	$3.29 \pm 0.04 \pm 0.18$

Tabelle 5.1: Indizes γ_i des Energiespektrums, die sich aus dem ρ_μ^* -Spektrum für $40 \text{ m} \leq R < 45 \text{ m}$ bzw. $65 \text{ m} \leq R < 70 \text{ m}$ unter Verwendung der Modelle VENUS oder QGSJet für Proton- bzw. Eisenschauer ergeben. Es ist jeweils zuerst der statistische und dann der systematische Fehler angegeben.

Fasst man für jedes Modell und jedes der beiden Primärteilchen jeweils die Werte aus den zwei betrachteten Bereichen von Abständen zum Schauerzentrum zusammen und bildet unter Berücksichtigung der Fehler den Mittelwert, so erhält man die in Tabelle 5.2 aufgeführten Ergebnisse für die spektralen Indizes γ_1 und γ_2 des Primärenergiespektrums vor und nach dem Knie.

Für die beiden verwendeten Wechselwirkungsmodelle ergeben sich etwas voneinander abweichende Ergebnisse. Die systematischen Fehler der Energien, bei denen das Knie im Spektrum der Primärenergie auftritt, sowie der

		Protonen	Eisen
VENUS	γ_1	$2.88 \pm 0.01_{stat} \pm 0.33_{sys}$	$2.86 \pm 0.01_{stat} \pm 0.17_{sys}$
	γ_2	$3.18 \pm 0.04_{stat} \pm 0.40_{sys}$	$3.11 \pm 0.04_{stat} \pm 0.26_{sys}$
QGSJet	γ_1	$2.69 \pm 0.02_{stat} \pm 0.41_{sys}$	$2.96 \pm 0.01_{stat} \pm 0.21_{sys}$
	γ_2	$2.94 \pm 0.06_{stat} \pm 0.49_{sys}$	$3.28 \pm 0.04_{stat} \pm 0.27_{sys}$

Tabelle 5.2: Spektralindizes γ_i der Primärenergie, die man bei Anwendung unterschiedlicher Modelle mit verschiedenen Primärteilchen als Mittelwerte der Ergebnisse für die zwei betrachteten Radiusbereiche erhält.

Spektralindizes sind aber größer als die Unterschiede der Ergebnisse, die sich unter Verwendung der verschiedenen Modelle ergeben. Somit kann wenig über signifikante Unterschiede zwischen den Modellen VENUS und QGSJet ausgesagt werden. Für die beiden Annahmen, dass die gesamte kosmische Strahlung nur aus Protonen bzw. andererseits nur aus Eisenkernen besteht, ist vor allem für die Position des Knies ein deutlicher Unterschied erkennbar: Für beide Wechselwirkungsmodelle liegt die Energie des Knies unter der Annahme protoninduzierter Schauer bei höheren Werten als für eiseninduzierte Luftschauer. Die Unterschiede der ermittelten Indizes γ_1 und γ_2 für Protonen oder Eisen liegen innerhalb der angegebenen Fehler. Für das Modell VENUS weisen Protonschauer etwas größere Steigungen des Spektrums auf als Eisenschauer, für QGSJet gilt der umgekehrte Fall.

Die ermittelten Indizes stimmen unter Berücksichtigung der recht großen Fehler gut mit anderen Messungen überein. Eine bei KASCADE durchgeführte Multiparameter-Analyse von Messdaten beispielsweise führt für eine Zusammensetzung aus verschiedenen Primärteilchen sowohl unter Verwendung von VENUS als auch von QGSJet zu Ergebnissen von γ_1 und γ_2 , die nur geringfügig von den in dieser Arbeit für Protonen ermittelten Werten abweichen [Rot98]. Mit dem Experiment CASA-MIA wurden die Indizes des integralen Primärenergiespektrums bestimmt [Gla98b]. Für das integrale Spektrum werden gegenüber dem in dieser Arbeit untersuchten differenziellen Spektrum um eins kleinere Werte für die Spektralindizes erwartet. Die Analyse mit CASA-MIA führt zu $\gamma_1^{int} = 1.66 \pm 0.02$ unterhalb des Knies und $\gamma_2^{int} = 2.00 \pm 0.05$ oberhalb des Knies. Als Position des Knies wird eine Energie von etwa $1.25 \cdot 10^{15}$ eV angegeben. Im Vergleich zu den in der vorliegenden Arbeit ermittelten Ergebnissen liegen die Werte der Indizes etwas niedriger und die Position des Knies bei einer deutlich niedrigeren Primärenergie.

Dier hier ermittelte Energie des Knies im Spektrum der Primärenergie stimmt gut mit dem Wert von etwa $4.5 \cdot 10^{15}$ eV überein, der sich aus der in Abbildung 1.1 dargestellten Zusammenstellung von Ergebnissen verschiedener Experimente ergibt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Experiment KASCADE dient der Untersuchung ausgedehnter Luftschauer (EAS), die bei Wechselwirkungen von hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung mit Atomkernen der Erdatmosphäre entstehen. Das Nachweissystem enthält neben anderen Detektorkomponenten 32 großflächige Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) im Keller des Zentraldetektors. Diese ermöglichen die Messung von Orten, Richtungen und Anzahl von Myonen mit Energien $E_\mu > 2$ GeV.

Um eine gute und über eine längere Laufzeit möglichst stabile Effizienz der Kammern für den Nachweis einzelner Teilchen erzielen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der Wetterbedingungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit untersucht. Vor allem ein Anstieg der relativen Luftfeuchtigkeit im Keller des Zentraldetektorgebäudes führt zu geringeren Effizienzen der MWPC. Die Installation einer Entfeuchtungsanlage soll in Zukunft diesem Befund Rechnung tragen.

Zwei Phänomene, die bei der Rekonstruktion von Myonspuren mit den MWPC auftreten können, wurden eingehend untersucht. Es handelt sich dabei zum einen um *Bündel*, womit Ansammlungen von drei oder mehr nahe beieinander liegende Teilchenspuren gemeint sind, sowie um *Cluster*, worunter man eine große Anzahl nebeneinander liegender, angesprochener Anodendrähte und Kathodenstreifen in beiden Kammern eines Kammerpakets versteht. Es wird gezeigt, dass der Anteil von Luftschauerereignissen, die eines dieser Phänomene enthalten, stark vom Abstand der Myonkammern zum Schauerzentrum und von der Schauergröße abhängig ist und zwischen 0.01 % und etwa 20 % variiert. Bei der Analyse von Luftschauern, deren Zentrum 30 m oder mehr von den MWPC entfernt liegt, ist die Unsicherheit, die durch solche Phänomene entsteht gering. Für die Analyse der in den MWPC rekonstruierten Anzahl von Myonen bei kleinen Abständen zum Schauerzentrum müssen Korrekturen eingeführt werden.

Als wichtigste Ursachen für Bündel und Cluster erweisen sich für größere Abstände zum Schauerzentrum intrinsische Fluktuationen während der Entwicklung eines EAS. Für geringere Abstände zum Zentrum sind hochenergetische, in den Absorberschichten des über den MWPC liegenden Hadron-Kalorimeters nicht vollständig gestoppte Hadronen oder deren Sekundärteilchen für das Auftreten von Bündeln und Clustern verantwortlich. Vergleiche mit Simulationsrechnungen zeigen, dass bezüglich der Häufigkeit von Bündeln und Clustern kein signifikanter Unterschied zwischen Luftschauern verschieden schwerer Primärteilchen besteht. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen stimmen hinsichtlich der Häufigkeit von Bündeln und deren Multiplizitäten mit den experimentellen Beobachtungen überein. Im Gegensatz dazu wird eine größere Anzahl von Clustern gefunden, als es die Monte-Carlo-Simulationen vorhersagen. Da das Verhalten der MWPC derzeit nicht vollständig simuliert werden kann, konnten die Ursachen dafür nicht eindeutig geklärt werden. Dies muss das Ziel weitergehender Untersuchungen sein.

Mit einem Datensatz aus 1.2 Mio. Schauerereignissen, die in elf Monaten aufgenommen wurden, wird die Dichteverteilung ρ_μ^* rekonstruiert. Für verschiedene Gruppen von Schauern, die hinsichtlich des energiekorrelierten Parameters N_μ^{tr} und der Anzahl von Elektronen N_e klassifiziert werden, werden die Verteilungen der rekonstruierten Myondichten ermittelt. Beim Vergleich mit Simulationen ausgedehnter Luftschauer und der entsprechenden Detektorantwort zeigt sich, dass vor allem für die Unterteilung in N_e -Bereiche proton- und eiseninduzierte Luftschauer deutlich Unterschiede bezüglich der Breiten der ρ_μ^* -Verteilungen der verschiedenen Schauergruppen zeigen. Somit könnte dieser Parameter hilfreich für die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung sein. Für eine quantitative Untersuchung bedarf es einer größeren Datenmenge von Messergebnissen und vor allem von Ergebnissen aus Simulationsrechnungen. Die Ergebnisse der hier durchgeführten qualitativen Analyse deuten auf eine Tendenz zur Anreicherung von schwereren Primärteilchen für Energien oberhalb des Knies hin.

Die Untersuchung der Spektren der Myondichte ρ_μ^* für zwei bestimmte schmale Bereiche von Abständen zum Schauerzentrum ergibt, dass diese durch Potenzfunktionen beschrieben werden können. In den Myondichtespektren tritt eine Änderung der spektralen Indizes in Form eines sogenannten Knies auf. Somit stellen die vorgestellten Untersuchungen eine unabhängige Bestätigung des Knies im Primärenergiespektrum dar, die ohne laterale Integration auskommt. Um aus den gemessenen Werten für die Spektren der Myondichte die Spektralindizes und die Lage des Knies im Energiespektrum ermitteln zu können, wurde für zwei verschiedene Wechselwirkungsmodelle - VENUS und QGSJet - der Zusammenhang zwischen der Primärenergie und der in den MWPC rekonstruierten Myondichte ermittelt. Damit wurde unter der Annahme, dass die gemessene Primärstrahlung nur aus Protonen besteht, eine Änderung des Index im Energiespektrum von etwa -2.8 nach -3.1 bei einer Energie von ca. $6 \cdot 10^{15}$ eV als Position des Knies bestimmt. Nimmt man ausschließlich eiseninduzierte Luftschauber an, ergibt sich bei einer Primärenergie von ca. $4.5 \cdot 10^{15}$ eV eine Änderung des Index von etwa -2.9 nach -3.2. Diese Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut mit Ergebnissen anderer Untersuchungen überein. Die ermittelten Werte sind mit vergleichsweise großen Fehlern behaftet, die größtenteils auf die relativ geringe statistische Genauigkeit der zur Ermittlung des Zusammenhangs von ρ_μ^* und der Primärenergie zur Verfügung stehenden Simulationsergebnisse zurückzuführen sind. Weitergehende Analysen mit Hilfe einer größeren Anzahl simulierter Luftschauber sowie eventuell auch mehr Messdaten könnten die Bestimmung genauerer Ergebnisse ermöglichen. Insbesondere kann mittels einer größeren Anzahl von Messdaten und Simulationen eine Untersuchung für eine größere Anzahl von noch engeren Abstandsbereichen erfolgen, die eine Verringerung der Fehlergrenzen ermöglichen sollte.

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Forschungszentrums Karlsruhe im Rahmen des KASCADE-Experiments.

Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich dafür, dass er mir die Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut ermöglicht hat.

Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zu diesem Thema sowie für seine ständige Begleitung und Förderung meiner Arbeit.

Herrn Dr. A. Haungs danke ich für seine Unterstützung während der Durchführung dieser Arbeit sowie für seine Bereitschaft, auftretende Probleme zu diskutieren und zu deren Lösung beizutragen.

Allen genannten und ungenannten Mitgliedern der KASCADE-Kollaboration danke ich für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima.

Mein Dank gilt auch meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht und mich stets darin unterstützt haben.

Besonders dankbar bin ich meiner Frau Daniela für ihre Motivation und Unterstützung.

Literaturverzeichnis

- [Ale81] R. Aleksan et al., Nucl. Instr. and Meth. **185** (1981) 95
- [Ant97] T. Antoni, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Asa93a] K. Asakimori et al., Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary **2** (1993) 21
- [Asa93b] K. Asakimori et al., Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary **2** (1993) 25
- [Bat98] G. Battistoni et al., Preprint hep-ex/9809006 (1998), erscheint in Proceedings of the Vulcano Workshop 1998, May 25-30, Vulcano, Italy
- [Bir93] D. J. Bird et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3401
- [Bou70] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. **88** (1970) 149
- [Bra98] I. M. Brancus et al., FZKA-Report 6151, Forschungszentrum Karlsruhe (1998), im Druck
- [BrR98] M. Brendle, U. Raidt, Nucl. Instr. and Meth. **A 412** (1998) 420
- [Bru97] J. Brunner, Fortschr. Phys. **45** (1997) 343
- [Dol90] P. Doll et al., KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dol95] P. Doll et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 367** (1995) 120
- [Elz96] M. Elzer, FZKA-Report 5696, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Eng90] J. J. Engelmann et al., Astron. Astrophys. **233** (1990) 96
- [Fes85] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/02, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen (1985)
- [Föl97] M. Föller, FZKA-Report 5918, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Fom96] Y. A. Fomin et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **22** (1996) 1839

- [Gab92] P. Gabriel, KfK-Report 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Gai90] T. K. Gaisser, „Cosmic Rays and Particle Physics“, Cambridge University Press (1990)
- [GEA93] GEANT: CERN Program Library Long Writeups W5013 (1993)
- [Gil98] H. J. Gils, persönliche Mitteilung (1998)
- [Gla98a] R. Glasstetter, Dissertation, in Vorbereitung
- [Gla98b] M. A. K. Glasmacher, Dissertation, University of Michigan (1998), unveröffentlicht
- [Gre56] K. Greisen, Progress In Cosmic Ray Physics 3, North Holland Publ. (1956)
- [Gre60] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. **10** (1960) 63
- [Hae96] R. Haeusler, FZKA-Report 5798 B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hau96a] A. Haungs et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 515
- [Hau96b] A. Haungs, FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hau98] A. Haungs et al., FZKA-Report 6105, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hec98] D. Heck et al., FZKA-Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Her93a] F. Herm et al., Roman. Journ. Physics **38** (1993) 475
- [Her93b] F. Herm, KfK-Report 5258 B, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [Hes12] V. Hess, Physikalische Zeitschrift **13** (1912) 1084
- [Hol98] T. Holst, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1998)
- [Hör97] J. R. Hörandel, FZKA-Report 6015, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Iva93] I. P. Ivanenko et al., Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary **2** (1993) 17

- [KaO93] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* **56** (1993) 105
- [Kla97a] H. O. Klages et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 92
- [Kla97b] H. O. Klages et al., Highlight Talk at the 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban (1997), im Druck
- [Kna97] J. Knapp, FZKA-Report 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Kre94] M. Kretschmer, KfK-Report 5295, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [KuR98] V. A. Kudryavtsev, O. G. Ryazhskaya, *Nuovo Cimento* **21 C** (1998) 171
- [Lei98] H. Leibrock, FZKA-Report 6098, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [LHR98] H. Leibrock, A. Haungs, H. Rebel, interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1998), unveröffentlicht
- [Mat95] H. J. Mathes, interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1995), unveröffentlicht
- [May92] H. J. Mayer, *Nucl. Instr. and Meth. A* **311** (1992) 327
- [MET98] METEOROLOGICAL DATA TABLE, <http://www-ik3.fzk.de/~wetter> (1998)
- [MiC26] R. A. Millikan, G. H. Cameron, *Phys. Rev.* **28** (1926) 851
- [Mie94] H. H. Mielke, KfK-Report 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Mül91] D. Müller et al., *Astrophys. Journal* **374** (1991) 356
- [Nag92] M. Nagano et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) 423
- [Rai97] U. Raidt, FZKA-Report 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Reb95] H. Rebel et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21** (1995) 451
- [Rot98] M. Roth, Dissertation, in Vorbereitung
- [Rya72] M. J. Ryan, *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 985

- [Tes93] M. Teshima, Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary, Invited Papers, eds. D. A. Leahy et al., World Scientific (1993) 257
- [Ung97] J. Unger, FZKA-Report 5896, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Web97] J. Weber et al., Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban **6** (1997) 153
- [Wen95] J. Wentz, FZKA-Report 5500, Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87
- [YoD98] S. Yoshida, H. Dai, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **24** (1998) 905
- [Yos95] S. Yoshida et al., Astroparticle Physics **3** (1995) 105
- [Zat93] V. I. Zatsepin et al., Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary **2** (1993) 13
- [ZBP96] S. Zagromski, H. Bozdog, M. Petcu, interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1996), unveröffentlicht