

**Untersuchungen zur  
gemeinsamen Analyse der Daten  
des Myonspurdetektors und des  
Detektorfeldes im  
KASCADE-Experiment**

Diplomarbeit

von

**Thomas Gnielka**

Universität Karlsruhe (TH)

Institut für experimentelle Kernphysik

und

Forschungszentrum Karlsruhe

Institut für Kernphysik



## Zusammenfassung

Auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe befindet sich das KASCADE-Experiment zur Messung ausgedehnter Luftschauer. Hauptziel des Experiments ist die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und des Energiespektrums der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von  $10^{14}$  eV bis  $10^{17}$  eV. Hierzu wird eine Vielzahl von Parametern der ausgedehnten Luftschauer untersucht, darunter die Myonenzahl.

Zu ihrer Bestimmung werden die Daten des Detektorfeldes des KASCADE-Experimentes verwendet. Weiterhin werden Myonen in dem Myonspurdetektor gemessen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Methode zur Bestimmung der Myonenzahl aus den Daten des Myonspurdetektors sowie aus den Daten des Myonspurdetektors und des Detektorfeldes entwickelt. Hierbei wird auf die unterschiedliche Bauweise der Detektoren eingegangen, d.h. vor allem die unterschiedlichen Energieschwellen des Myonspurdetektors und des Detektorfeldes berücksichtigt. Weiterhin wird eine Methode zur Berechnung der Effizienz der einzelnen Module des Myonspurdetektors ausgearbeitet.

Die erhaltenen Ergebnisse werden verglichen und mit CORSIKA-Simulationen überprüft, insbesondere ob die gemeinsam bestimmte Myonenzahl eine Verbesserung gegenüber der bisher verwendeten darstellt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die Kosmische Strahlung</b>	<b>3</b>
2.1	Energiespektrum . . . . .	4
2.2	Chemische Zusammensetzung . . . . .	5
2.3	Ursprung und Transport . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Ausgedehnte Luftschauer</b>	<b>9</b>
3.1	Schauerentwicklung . . . . .	10
3.2	Hadronische Komponente . . . . .	12
3.3	Elektromagnetische Komponente . . . . .	14
3.4	Analytische Beschreibung der Elektromagnetischen Komponente . .	15
3.5	Myonische Komponente . . . . .	16
3.6	Vergleich der Komponenten . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Das KASCADE - Experiment</b>	<b>21</b>
4.1	Der Zentraldetektor . . . . .	22
4.2	Das Detektorfeld . . . . .	24
4.3	Der Myonspurdetektor . . . . .	26
4.4	Simulation und Rekonstruktion . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>30</b>
5.1	Bestimmung der Myonenzahl . . . . .	30
5.2	Nachweiseffizienz des Myonspurdetektors . . . . .	32
5.2.1	Bestimmung der Effizienz . . . . .	33
5.2.2	Zur Genauigkeit der Effizienzbestimmung . . . . .	38
5.2.3	Anwendung der Effizienzinformation . . . . .	42
5.3	Energieschwelle . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>55</b>
6.1	Datenauswahl . . . . .	55
6.2	Myonspurdetektor . . . . .	58
6.3	Myonspurdetektor & Detektorfeld . . . . .	60

<b>7</b>	<b>Abschließende Betrachtungen und Ausblick</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Effizienz aller Module</b>	<b>66</b>
<b>B</b>	<b>Die Routine RUMDNS</b>	<b>69</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>71</b>

# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Astronomie ist mit Sicherheit eine der ältesten Wissenschaften überhaupt. Schon seit Jahrtausenden richten die Menschen ihre Augen gegen den Himmel und versuchen die Vorgänge an der Himmelssphäre zu verstehen und den eigenen Platz in der Welt zu ergründen. Die Menschen waren bis in die Mitte des letzten Jahrhunderts bei der Beobachtung des Himmels auf das sichtbare Licht des elektromagnetischen Spektrums beschränkt. Im letzten Jahrhundert wurde der Frequenzbereich, der zur Beobachtung genutzt werden kann, deutlich ausgeweitet. Heutzutage beobachtet man den Himmel in Wellenlängenbereich, der sich vom Radio- bis in den Gammawellenbereich erstreckt. Seit der Entdeckung der kosmischen Strahlung durch Viktor Hess im Jahr 1912 kann man auch diese zur Untersuchung des Weltalls heranziehen. Von besonderem Interesse sind die Fragen nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung, den Beschleunigungsmechanismen und ihrem Transport durch das interstellare Medium.

Die kosmische Strahlung ist ein Strom geladener und neutraler Teilchen, wie zum Beispiel Atomkerne, Elektronen oder Photonen, die fortwährend auf die Erdatmosphäre treffen und Energien bis zu  $10^{21}$  eV erreichen. Damit wurden in der kosmischen Strahlung die energiereichsten Teilchen nachgewiesen. Die kosmische Strahlung enthält nicht nur Informationen, die für die Astrophysiker von Interesse sind, sie stellt auch einen natürlichen Beschleuniger dar, mit welchem man auch teilchenphysikalische Fragestellungen, wie zum Beispiel die Wechselwirkungen der Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Kernen der Luftmoleküle, untersuchen kann.

Der Fluß der kosmischen Strahlung nimmt mit zunehmender Teilchenenergie sehr schnell ab ( $dI \sim E^{-2.7} dE$ ). Bei direkten Untersuchungen der kosmischen Strahlung ist man auf die Hilfe von Ballonen und Satelliten angewiesen. Dadurch ist aber die Größe der Detektoren und die Meßzeit deutlich beschränkt, was uns erlaubt, ausreichend Statistik nur für Schauer mit Primärteilchenenergien bis zu ca.  $10^{14}$  eV zu akkumulieren. Für Primärteilchenenergien größer als  $10^{14}$  eV ist man auf erdgebundene Experimente angewiesen.

Treten die Teilchen der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre ein, so wech-

selwirken sie mit Molekülen der Luft und erzeugen eine Kaskade von Sekundärteilchen, einen sogenannten ausgedehnten Luftschauer. Man muß die Eigenschaften der Luftschauer untersuchen und aus den gemessenen Größen Rückschlüsse auf das Primärteilchen ziehen. Dies ist um so besser möglich, je mehr unterschiedliche Größen erfaßt werden. Wichtig sind z.B.:

- Zusammensetzung
- Größe des Schauers
- Energie der Schauerteilchen
- räumliche und zeitliche Verteilung der Teilchen.

Auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe ist eines dieser bodengebundenen Experimente aufgebaut. KASCADE (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector) untersucht den Energiebereich der kosmischen Strahlung von  $10^{14}$ eV bis  $10^{17}$ eV. Hauptziel ist es, das Energiespektrum und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich zu untersuchen.

Zur Messung der verschiedenen Größen von unterschiedlichen Teilchen besteht KASCADE aus mehreren Komponenten. Das Detektor-Feld besteht aus 252 Detektorstationen die gitterförmig auf einem  $200 \times 200 \text{ m}^2$  großen Feld positioniert sind. Hier werden Elektronen, Photonen und Myonen nachgewiesen. Mittig in diesem Feld steht der Zentraldetektor, dessen Hauptkomponente ein Kalorimeter zur Untersuchung der hadronischen Komponente ist. Nördlich von diesem befindet sich der Myonspurdetektor (MTD). Dieser untersucht die auf die Erde auftreffenden Myonen.

Die Myonenzahl und die Elektronenzahl haben sich bei der Rekonstruktion der Art und Energie des Primärteilchen als sehr hilfreich erwiesen. Trägt man diese Meßgrößen für Schauer mit verschiedenen Primärteilchen und Energien gegeneinander auf, so zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit dieser Observablen von der Energie und der Masse des Primärteilchen. Man kann also Aussagen über die Art und Energie des Primärteilchens machen, wenn man die Myonenzahl und die Elektronenzahl eines Schauers kennt [28].

Bisher wurden für die Anzahl der Myonen nur die Daten des Detektorfeldes benutzt, bei dem die einzelnen Detektorstationen einen Abstand von 13 m haben. Im Gegensatz dazu bildet der Myonspurdetektor ein kompaktes System, in dem über 50 % der Fläche mit Detektoren belegt ist. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, im Bereich des Myonspurdetektors die Myondichte auf einer zusammenhängenden Fläche zu bestimmen.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Verfahren zu entwickeln, um aus den Daten des Detektorfeldes und des Myonspurdetektors die Myonenzahl mit größerer Genauigkeit zu erhalten. Dabei wird die unterschiedliche Bauweise der Detektoren berücksichtigt und die Möglichkeiten und Beschränkungen der kombinierten Analyse werden gezeigt.

## Kapitel 2

# Die Kosmische Strahlung

Unter der kosmischen Strahlung versteht man Elementarteilchen und Atomkerne, die auf die Erde treffen und 1912 von V. Hess erstmals als ionisierende Strahlung nachgewiesen wurde. Anfang des letzten Jahrhunderts stellte man fest, daß mit Blei abgeschirmte Elektrometer langsam entladen werden. Die natürliche Radioaktivität wurde zunächst als Ursache der Ionisierung der Luft vermutet. V. Hess stellte jedoch durch Ballonexperimente fest, daß die Ionisation mit der Höhe zunimmt und erklärte dies durch das Vorhandensein einer Strahlung, deren Ursprung außerhalb der Erdatmosphäre liegt.

In den 20er und 30er Jahre halfen weitere Experimente die Natur der kosmischen Strahlung aufzuklären. P. Auger erkannte [4], daß die auf der Erdoberfläche nachgewiesenen Teilchen nicht identisch mit den auf die Erdatmosphäre auftreffenden Primärteilchen, sondern das Produkt einer Wechselwirkung der Primärteilchen mit den Kernen der Erdatmosphäre sind. Dabei entsteht eine Kaskade von Sekundärteilchen, der sogenannte Luftschauer.

In den folgenden Jahren spielte die kosmische Strahlung eine wichtige Rolle in der Teilchenphysik, da sie eine natürliche Quelle für hochenergetische Teilchen darstellt. In den Jahren bis 1952 wurden mehrere Elementarteilchen in den Luftschauern entdeckt, darunter Positronen, Myonen, Pionen und K-Mesonen. Das Interesse der Teilchenphysiker ließ jedoch in der Folgezeit nach, da man mit Teilchenbeschleunigern eine zuverlässige und kontrollierbare Quelle hochenergetischer Teilchen entwickelt hatte. Zur Zeit wird wieder intensiv an der kosmischen Strahlung geforscht. Astronomen und Teilchenphysiker sind gleichermaßen an ihr interessiert.

Von besonderem Interesse sind die Fragen nach ihrem Ursprung und ihrem Transport durch das interstellare Medium. Welcher Mechanismus ist für die Beschleunigung der Teilchen, deren Energie im Bereich von einigen MeV bis  $10^{20}$  eV liegt, zuständig? Welche Objekte im Weltall kommen als Quelle der kosmischen Strahlung in Frage? Was passiert auf dem Weg von der Quelle zur Erde mit den Teilchen?

Für die Teilchenphysiker ist die Wechselwirkung der hochenergetischen Teilchen mit den Kernen der Luftatmosphäre interessant. Die kosmische Strahlung ist die

einzigste Möglichkeit, Teilchen mit so hoher Energie zu studieren.

## 2.1 Energiespektrum

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über ca. 14 Dekaden von wenigen MeV bis zu  $10^{21}$  eV. Es wird in folgende Bereiche aufteilt:

$E_0$ [eV]	Bezeichnung
$10^6 - 10^{11}$	High Energy (HE)
$10^{11} - 10^{14}$	Very High Energy (VHE)
$> 10^{14}$	Ultra High Energy (UHE)

Im HE-Bereich haben das Magnetfeld der Erde und der Sonnenwind einen großen Einfluß auf die kosmische Strahlung. Bei Energien kleiner als  $10^7$  eV erreichen die Teilchen die Erde nicht. Teilchen mit Energien bis  $10^9$  eV stammen hauptsächlich aus dem Sonnenwind. Bis  $10^{10}$  eV wird der Fluß der kosmischen Strahlung von der Sonnenaktivität moduliert. Erst oberhalb von  $10^{10}$  eV wird das Spektrum der galaktischen Strahlung meßbar.

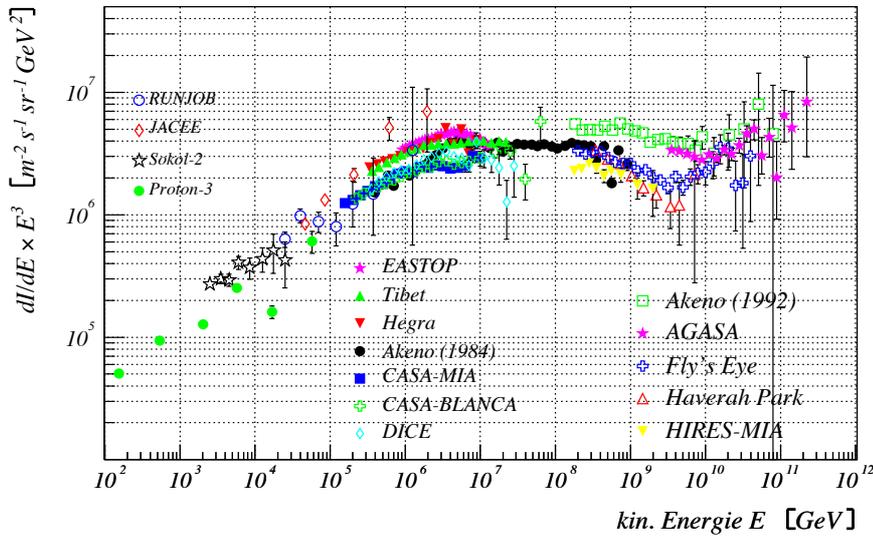


Abbildung 2.1: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Ordinatenwerte wurden zur Veranschaulichung mit  $E^3$  multipliziert. Bis zu einer Energie von etwa  $5 \cdot 10^{14}$  eV wurden die Flüsse mit direkten Messungen bestimmt.[27]

Über einen sehr großen Energiebereich folgt das Energiespektrum einem einfachen Potenzgesetz. Für den differentiellen Fluß der primären Teilchen gilt:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

$\gamma$  ist der spektrale Index.

In Abbildung 2.1 ist bei 4 PeV ein 'Knick' im Energiespektrum zu erkennen, der als 'Knie' bezeichnet wird. Unterhalb des Knies ist  $\gamma \approx 2.7$ , oberhalb  $\gamma \approx 3.1$ . Die Änderung des spektralen Index ist bis heute nicht geklärt. Mögliche Erklärungen sind ein unterschiedlicher Beschleunigungsmechanismus unter- und oberhalb des Knies sowie eine Änderung in der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Letzteres würde eine Verschiebung zu schwereren Elementen der kosmischen Strahlung oberhalb des Knies bedeuten. Weiter hin hat der Transportprozeß eine Auswirkung auf das Energiespektrum. KASCADE wurde gebaut, um das Knie genauer zu untersuchen.

Bei Energien oberhalb von  $10^{19}$  eV sollte der sogenannte GZK-Cutoff [18] [31] beobachtbar sein. Bei diesen Energien besitzen die Photonen der 2.7K-Hintergrundstrahlung im Ruhesystem eines Protons eine Energie von etwa 300 MeV, was gleich der Schwelle für inelastische Pionproduktion ist. Bei ca.  $5 \cdot 10^{19}$  eV sollte deswegen das Spektrum der kosmischen Strahlung abbrechen und knapp unterhalb davon sollte der Fluß erhöht sein.

Tatsächlich beobachtet man eine Abflachung des Energiespektrums bei ca.  $10^{19}$  eV, den sogenannten 'Knöchel'. Der integrale Fluß der kosmischen Strahlung ist jedoch bei diesen Energien so klein, daß man bis jetzt zu wenig Ereignisse gemessen hat, um gesicherte Aussagen machen zu können. In der Zukunft soll das Pierre-Auger-Projekt diesen Energiebereich genauer vermessen.

Der niedrige Fluß bei hohen Energien macht es auch unmöglich, die kosmische Strahlung direkt zu untersuchen. Messungen mit Satelliten oder Ballonen sind bis zu einer Energie von ca.  $5 \cdot 10^{14}$  eV möglich. Oberhalb dieser Energie werden großflächige Bodenexperimente durchgeführt, die die in der Atmosphäre erzeugten ausgedehnten Luftschauer untersuchen.

## 2.2 Chemische Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung liefert uns wichtige Hinweise auf ihren Ursprung, Beschleunigungsmechanismus und Transport.

In Abbildung 2.2 werden die Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung bei Energien kleiner als 2 GeV pro Nukleon mit denen des Sonnensystems verglichen. Dabei wurden die Häufigkeiten so normiert, daß Si den Wert 100 erhält.

Man erkennt, daß die kosmische Strahlung hauptsächlich aus Protonen (87%) und Helium (12%) besteht und daß beide Zusammensetzungen grob übereinstimmen. Dies weist auf einen stellaren Ursprung der kosmischen Strahlung hin. Die Unterschiede müssen dann durch den Beschleunigungsmechanismus und den Transport der Teilchen im Weltall erklärbar sein.

Bei genauerer Betrachtung fallen insbesondere zwei Unterschiede auf:

1. Wasserstoff und Helium kommen in der kosmischen Strahlung seltener vor als

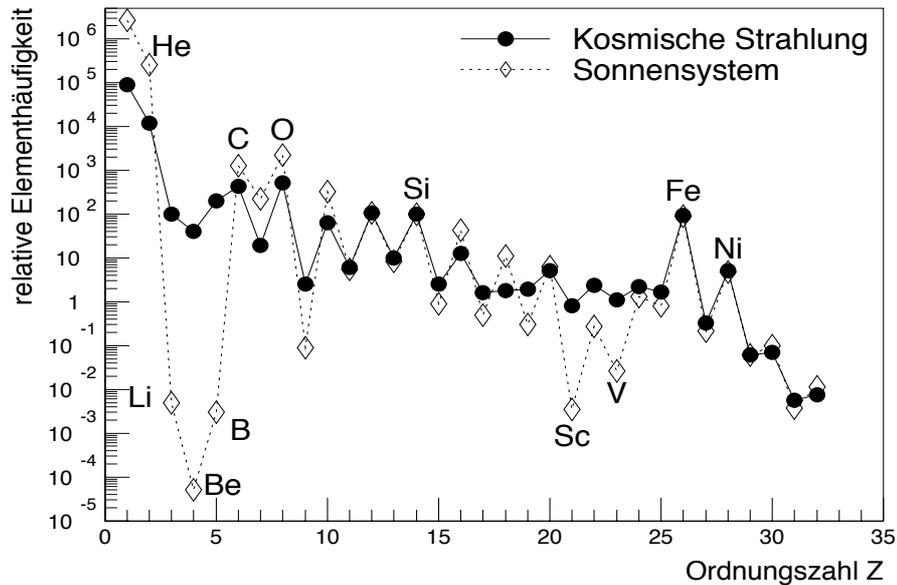


Abbildung 2.2: Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung mit Energien kleiner 2 GeV/Nukleon und im Sonnensystem. Die relativen Häufigkeiten sind auf Si=100 normiert.[30]

im Sonnensystem.

- Li, Be, B und die Sub-Fe Elemente sind in der kosmischen Strahlung häufiger vertreten als im Sonnensystem.

Der erste Punkt ist durch einen möglichen Beschleunigungsmechanismus und die Ionisationsenergie erklärbar. Nimmt man an, daß die Teilchen der kosmischen Strahlung durch elektrische und magnetische Felder beschleunigt werden, so sind dazu ionisierte Atome nötig. Die Ionisationsenergie von Wasserstoff und Helium ist im Vergleich zu anderen Elementen hoch, was sich in einer kleineren Beschleunigungseffizienz widerspiegelt.

Der zweite Punkt wird durch den Transportprozeß erklärt. Li, Be, B sind keine Endprodukte stellarer Nukleosynthese. Sie entstehen bei Kollisionen von Kernen der CNO- und Eisengruppe mit der interstellaren Materie. Dieser Prozeß wird Spallation genannt.

Bei der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung oberhalb von  $10^{14}$  eV ist man auf Untersuchungen von ausgedehnten Luftschauern angewiesen. Hierbei spielen die Wechselwirkungsprozesse der Teilchen in der Atmosphäre eine wichtige Rolle. Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung ist nur durch einen Vergleich der Daten mit Simulationen möglich, sodaß die Interpretation der Daten stark vom zugrundeliegenden Wechselwirkungsmodell abhängt. Dies macht es unmöglich, bei diesen Energien die chemische Zusammensetzung detailliert anzugeben, man kann nur eine Einteilung nach Elementklassen vornehmen z.B.: leichte, mittelschwere und

schwere Elemente. Die kosmische Strahlung scheint oberhalb des Knies schwerer zu werden.[27]

## 2.3 Ursprung und Transport

Trotz Hinweisen aus der chemischen Zusammensetzung sind viele Fragen nach dem Ursprung, der Beschleunigung und dem Transport der kosmischen Strahlung bis heute nicht ganz geklärt. Die Ursachen dafür liegen in der Komplexität des Problems, für dessen Lösung eine vollständige Theorie von Plasma im Nichtgleichgewichtszustand notwendig ist, sowie in einigen noch nicht ausreichend geklärten astrophysikalischen Erscheinungen.

Es gibt sehr viele Objekte im Weltall, bei denen hochenergetische Teilchen entstehen können. Die wichtigsten davon sind Supernova-Explosionen, Neutronensterne, Pulsare, Quasare, aktive Galaktische Kerne, Jets von Radiogalaxien und Schwarze Löcher. Somit gibt es auch viele mögliche Beschleunigungsmechanismen.

Die Grundgleichung für die Beschleunigung geladener Teilchen in einem elektromagnetischem Feld ist:

$$dE = Ze \int (\vec{E} \cdot \vec{v}) dt \quad (2.2)$$

Dabei ist  $dE$  die Energieänderung und  $\vec{E}$  das elektrische Feld.

Man kann nun die Beschleunigungsmechanismen in zwei Klassen unterteilen:

1. direkte Beschleunigung, bei der der Mittelwert des elektrischen Feldes ungleich Null ist:

$$\langle \vec{E} \rangle \neq 0 \quad (2.3)$$

2. stochastische Beschleunigung. Hier gilt:

$$\langle \vec{E} \rangle = 0 \quad \langle \vec{E}^2 \rangle \neq 0 \quad . \quad (2.4)$$

E. Fermi hat bereits 1949 Modelle für die Beschleunigung durch wiederholte Streuung an magnetischen Wolken entworfen [14]. Der Energiegewinn ist dabei:

$$\frac{dE}{E} \propto \left(\frac{u}{c}\right)^2 \quad . \quad (2.5)$$

Man spricht deswegen von Fermibesleunigung zweiter Art.

Das heutzutage am meisten akzeptierte Modell ist die Beschleunigung durch Streuung an den Magnetfeldern einer expandierenden Schockfront von Supernova-Explosionen [5]. Hier ist:

$$\frac{dE}{E} \propto \left(\frac{u}{c}\right) \quad . \quad (2.6)$$

Dieser Beschleunigungsmechanismus ist deutlich effizienter als die Fermibesleunigung zweiter Art.

Beim Transport der Teilchen der kosmischen Strahlung durch den interstellaren Raum werden diese Teilchen an den Magnetfeldern innerhalb der Galaxie gestreut, wodurch ihre Flugrichtung isotrop wird. Wie stark ein Teilchen gestreut wird, hängt von seiner magnetischen Steifigkeit  $R = pc/ze$  und somit seiner Energie ab.

Der Transport wird durch Diffusionsgleichungen beschrieben, wobei man häufig vereinfachte Diffusionsmodelle verwendet. Ein einfaches phänomenologisches Modell ist das "leaky box model". Die Diffusion der Teilchen wird durch eine freie Bewegung in einem geschlossenen Volumen (z.B. die Galaxie) mit einer energieabhängigen Entkommwahrscheinlichkeit beschrieben. [6]

Da die Wirkungsquerschnitte für Spallation im Laborexperimenten bestimmt wurden, kann man aus dem Verhältnis von primären (N,O,C) zu sekundären (Li,Be,B) Teilchen die Schichtdicke berechnen, die die Teilchen auf dem Weg zur Erde durchquert haben. Sie beträgt ca.  $5 \text{ gcm}^{-2}$ . Abhängig vom Modell erhält man daraus eine Verweildauer der kosmischen Strahlung im interstellarem Raum von  $10^7$  bis  $10^8$  Jahren. [6]

## Kapitel 3

# Ausgedehnte Luftschauer

Die Teilchen der kosmischen Strahlung kollidieren bei ihrem Eintritt in die Erdatmosphäre mit den Atomkernen der Luftmoleküle. Es findet eine Vielzahl von Wechselwirkungsprozessen dabei statt. Teilchen werden erzeugt, gestreut, absorbiert oder sie zerfallen. Die erzeugten Sekundärteilchen wechselwirken ihrerseits mit den Atomkernen der Luftmoleküle und produzieren weitere Teilchen. Das Ergebnis ist ein ausgedehnter Luftschauer mit mehreren Millionen Teilchen, die sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit in einer ca. 1 m dicken und bis zu einigen hundert Meter ausgedehnten Schauerfront auf die Erde zu bewegen (siehe Abbildung 3.1).

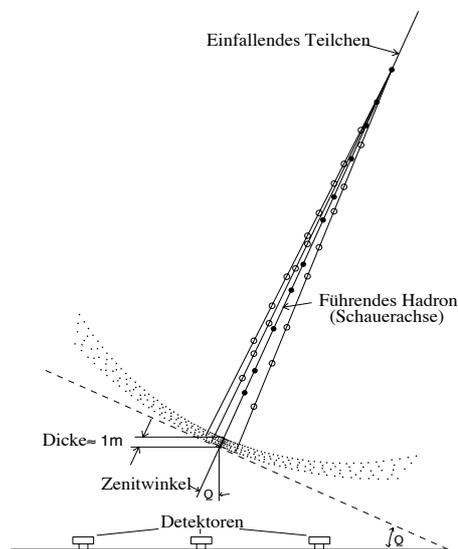


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der räumlichen Entwicklung eines Luftschauers. [1]

Bei bodengebundenen Experimenten ist das theoretische Verständnis der Entwicklung eines Luftschauers notwendig, um die interessanten Größen der Primärteil-

chen rekonstruieren zu können. Während die elektromagnetischen Wechselwirkungen der Teilchen in der Atmosphäre durch die QED sehr gut verstanden sind, ist man bei hadronischen Wechselwirkungen auf eine Modellierung angewiesen. Deshalb sind Aussagen über die primäre kosmische Strahlung immer modellabhängig.

Ein Vergleich der Voraussagen der verschiedenen Modelle mit den gemessenen Größen ist nicht nur für die Untersuchung der kosmischen Strahlung von großer Wichtigkeit, sondern bietet auch die Möglichkeit das Verständnis hochenergetischer Teilchenreaktionen zu überprüfen und zu verbessern.

### 3.1 Schauerentwicklung

Trifft ein Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre, findet eine Kern-Kern-Wechselwirkung statt. Bei diesen Energien wechselwirken die Nukleonen einzeln miteinander. Dabei entstehen vorwiegend Pionen. Die Reaktionsprodukte ihrerseits wechselwirken wieder und produzieren weitere Teilchen. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis die Energie der Hadronen unterhalb die für Mehrfach-Pionenerzeugung notwendige Energie von ca. 1 GeV gefallen ist.

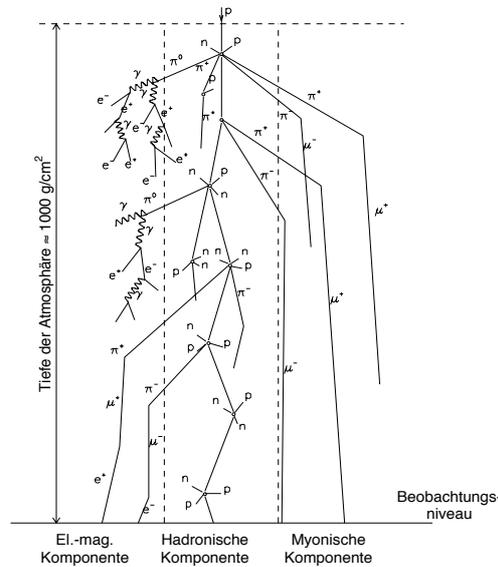


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Entwicklung der verschiedenen Komponenten eines Luftschauers. [1]

Neben der Teilchenerzeugung finden auch Zerfallsprozesse statt. Die geladenen Pionen zerfallen zu Myonen, die neutralen zu Gammaquanten. Ein Teil der Myonen zerfällt wiederum in Elektronen. Die Gammaquanten erzeugen ihrerseits durch Paarbildung  $e^+e^-$ -Paare.

Der Luftschauer wird, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, in drei Komponenten

eingeteilt:

- die hadronische Komponente,
- die elektromagnetische Komponente, die sich aus Elektronen, Positronen und Gammaquanten zusammensetzt,
- und die myonische Komponente, zu der das Myon und das Antimyon gehören.

Diese Komponenten werden auf den folgenden Seiten genauer beschrieben.

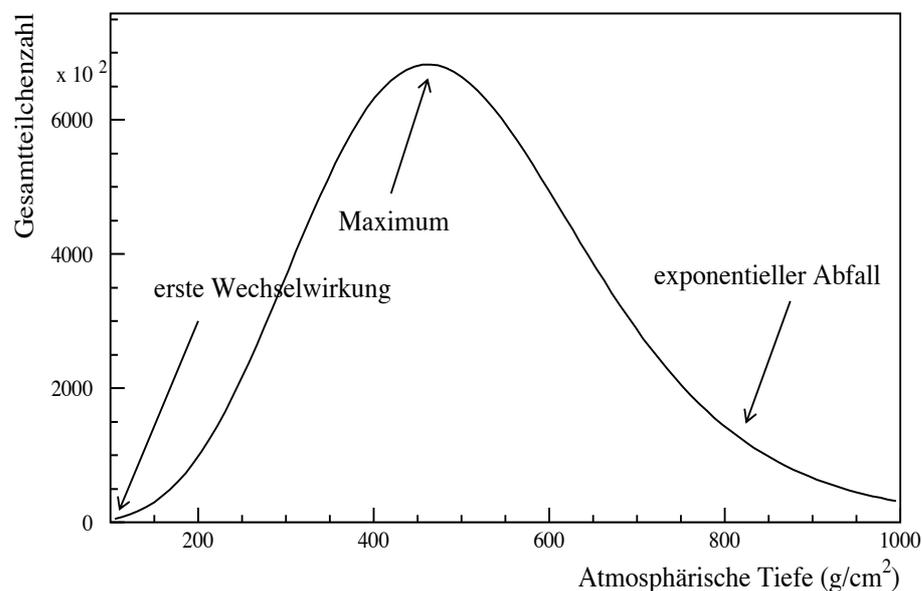


Abbildung 3.3: Longitudinalentwicklung aller geladenen Teilchen eines 1 PeV protoninduzierten Schauers (simuliert mit dem Programm CORSIKA).

In Abbildung 3.3 ist der longitudinale Verlauf der Teilchenzahl in einem typischen, mit dem Programmpaket CORSIKA<sup>1</sup> simulierten, Schauer dargestellt. Das Primärteilchen war ein Proton mit einer Energie von 1 PeV. Man erkennt, daß die Schauerentwicklung durch die Prozesse der Teilchenproduktion, des Teilchenzerfalls und der Energieverluste bestimmt wird. Bei kleiner atmosphärischer Tiefe, d.h. großer Höhe, ist die Teilchenerzeugung der dominierende Prozeß. Die Gesamtteilchenzahl nimmt hier sehr schnell zu. Mit immer größer werdender atmosphärischer Tiefe nimmt jedoch die Energie der Teilchen ab, so daß immer weniger Teilchen erzeugt werden können. Der Energieverlust durch Ionisation und ihr anschließender Einfang sind die vorherrschenden Prozesse für Elektronen bei großen atmosphärischen Tiefen. Für Myonen und Hadronen ist es der Teilchenzerfall.

<sup>1</sup>Siehe Kapitel 4.4

### 3.2 Hadronische Komponente

Bei der Wechselwirkung der Hadronen ausgedehnter Luftschauer mit den Kernen der Luftmoleküle handelt es sich vorwiegend um inelastische Prozesse, wobei es zu einer Anregung, Spallation oder Fragmentierung der Teilchen der kosmischen Strahlung und der Stickstoff- oder Sauerstoffkerne der Luft kommen kann. Die Gleichung für diese Prozesse lautet schematisch:

$$A_{KS} + A_{Luft} \rightarrow A'_{KS} + A'_{Luft} + \pi^{\pm}, \pi^0, K, \eta, p, n, A, \Lambda, \dots \quad (3.1)$$

Die Eigenschaften dieser Reaktionen wurden an Hadronbeschleunigern bei  $p\bar{p}$ -Stößen bis zu Laborenergien von  $10^{14}$  eV untersucht. Für höhere Energien ist man auf Extrapolation und theoretische Vorhersagen angewiesen. Die wichtigsten Eigenschaften bei  $p\bar{p}$ -Reaktionen sind:

- Die Pionen stellen den größten Teil der erzeugten Teilchen dar (ca.70%). Die drei Pionensorten ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) sind zu etwa gleichen Teilen vertreten.
- Das einlaufende Teilchen verliert im Mittel die Hälfte seiner Energie an die Tochterprodukte.
- Die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen und der totale Wirkungsquerschnitt nehmen logarithmisch mit der Energie zu.
- Der mittlere Transversalimpuls der erzeugten Teilchen ist im Verhältnis zum Gesamtimpuls klein und nimmt mit der Teilchenmasse und Schwerpunktsenergie nur leicht zu.

Diese Aussagen sind auf die Proton-Kern Reaktionen in der Luft übertragbar. Bei so hohen Energien verhalten sich die Nukleonen wie freie Teilchen und wechselwirken unabhängig voneinander. Der inelastische Wirkungsquerschnitt wird somit durch die geometrische Ausdehnung der beteiligten Kerne bestimmt. Man erwartet folgende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Massenzahl:

$$\sigma_{p-Luft} \propto A^{(2/3)} \quad . \quad (3.2)$$

Tatsächlich wird  $\sigma_{p-Luft} \propto A^{0.72}$  beobachtet.

Für die Wechselwirkungslänge eines Protons in der Luft gilt:

$$\lambda_{p-Luft} = \frac{m_A}{\sigma_{p-A}} \approx \frac{Am_p}{\pi r_p^2 A^{2/3}} \quad . \quad (3.3)$$

Dabei ist  $m_A$  der Mittelwert der Kernmassen der Luftmoleküle,  $A = 14.56$  der Mittelwert ihrer Massenzahl und  $r_p \approx 1.2$  fm. Damit erwartet man  $\lambda_{p-Luft} \approx 90.3$  gcm<sup>-2</sup>. Bei Energien unter 100 GeV findet man experimentell [16]

$$\lambda_{p-Luft} = 88 \text{ gcm}^{-2} \quad . \quad (3.4)$$

Oberhalb von 100 GeV steigt der Wirkungsquerschnitt logarithmisch an, woraus sich für die Wechselwirkungslänge eine Abnahme gemäß der Gleichung

$$\lambda_{p-Luft}(E > 100 \text{ GeV}) = \frac{88 \text{ gcm}^{-2}}{1 + 0.05 \ln(E/100 \text{ GeV})} \quad (3.5)$$

ergibt. [15]

Betrachtet man den allgemeinen Fall einer Wechselwirkung eines Kerns mit der Massenzahl  $A$  mit Molekülen der Luft, so gilt für den Wirkungsquerschnitt [15]:

$$\sigma_{A-Luft} \propto (A^{1/3} + A_{Luft}^{1/3} - 1.12)^2 \quad . \quad (3.6)$$

Die Wechselwirkungslänge wird damit:

$$\lambda_{A-Luft} \approx \lambda_{p-Luft} \frac{6.88}{(A^{1/3} + 1.32)^2} \quad . \quad (3.7)$$

Für die Pionen mit  $E < 100 \text{ GeV}$  ist

$$\lambda_{\pi-Luft} = 110 \text{ gcm}^{-2} \quad (3.8)$$

und für die Kaonen mit  $E < 100 \text{ GeV}$ :

$$\lambda_{K-Luft} = 150 \text{ gcm}^{-2} \quad . \quad (3.9)$$

Damit ergibt sich für die hadronische Komponente folgendes Bild: trifft ein Proton auf die Erdatmosphäre, findet im Mittel in 20 km Höhe die erste Wechselwirkung statt. Abhängig von der Energie des Primärteilchens wird dabei eine bestimmte Anzahl Sekundärteilchen erzeugt. Bei einem  $10^{15} \text{ eV}$  Proton sind es in etwa 40. Ca. 75% davon sind Pionen. Die drei Pionenarten sind dabei zu gleichen Teilen vertreten. Das neutrale Pion hat eine Lebensdauer von  $\tau_0 = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ , so daß es in der Regel ohne weitere Wechselwirkung zu Gammaquanten zerfällt und damit die elektromagnetische Kaskade auslöst. Die geladenen Pionen haben eine Lebensdauer von  $\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . Sie wechselwirken wieder hadronisch mit Luftmolekülen oder zerfallen zu Myonen bzw. Antimyonen. Nach ca. 13 Wechselwirkungslängen erreichen die Hadronen das Meeresniveau. Zum größten Teil handelt es sich dabei um Neutronen.

Für eiseninduzierte Schauer verläuft die Schauerentwicklung deutlich schneller, d.h. in größeren Höhen. Dies liegt daran, daß die Wechselwirkungslänge bei Eisen nur 1/4 so groß ist wie bei Protonen. Die erste Wechselwirkung findet bei einem eiseninduzierten Schauer mit einer Primärenergie von  $10^{15} \text{ eV}$  im Mittel in 28 km Höhe statt. Weiterhin erzeugt ein Eisenkern mehr Sekundärteilchen als ein Proton gleicher Energie. Die Nukleonen haben bei Eisen zwar nur 1/56 der Gesamtenergie, diese reicht jedoch zur Teilchenerzeugung aus. Die Sekundärteilchen besitzen bei Eisen kleinere Energien. Dies hat auf die Beobachtung am Erdboden zwei Auswirkungen:

- Obwohl im Schauermaximum die Teilchenzahl bei Eisenschauern größer ist als bei Protonenschauern, beobachtet man am Meeresniveau den umgekehrten Sachverhalt.

- Die Lateralverteilung von Eisenschauern ist flacher, da der Anteil des Transversalimpulses am Gesamtimpuls größer ist.

### 3.3 Elektromagnetische Komponente

Der Zerfall der neutralen Pionen ist für die Entstehung der elektromagnetischen Komponente verantwortlich.



Durch Paarerzeugung und Bremsstrahlung werden dann immer mehr Gammaquanten, Elektronen und Positronen erzeugt, so daß sich eine Teilchenkaskade entwickelt. Die Gleichung lautet hierfür:



Im Beginn der Schauerentwicklung kann der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation vernachlässigt werden. Die Wechselwirkungslänge in Luft ist bei der Bremsstrahlung, auch Strahlunglänge genannt,  $\lambda_{Brems} = 37.1 \text{ gcm}^{-2}$ . Für die Paarerzeugung gilt  $\lambda_{Paar} = \frac{9}{7} \lambda_{Brems}$ . Bei jeder Wechselwirkung verdoppelt sich die Zahl der Teilchen, wie an den Gleichungen oben zu sehen ist.

Fällt die Energie der Elektronen unter die kritische Energie von  $E_k = 84.2 \text{ MeV}$ , werden die Ionisationsverluste die Teilchenerzeugung überwiegen, und das Elektron wird etwa innerhalb einer Strahlungslänge abgebremst. Der elektromagnetische Schauer stirbt aus.

Ein weiterer wichtiger Prozeß, der vor allem für die laterale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers relevant ist, ist die Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen an den Kernen und Hüllenelektronen der Luftatome. Ein Elektron wird ca.  $10^6$  mal pro Strahlunglänge gestreut. Der mittlere Ablenkwinkel  $\theta$  ist dabei energieabhängig. Es ist  $\bar{\theta}^2 = (E_s/E)^2$  mit  $E_s = 21.2 \text{ MeV}$ . In Meereshöhe wird dadurch ein Elektron beim Durchqueren einer Strahlungslänge (310 m in Meereshöhe) um  $r_m = 79 \text{ m}$  seitlich versetzt.

Bei einem hadronisch induzierten Schauer hat man es mit einer Überlagerung von vielen elektromagnetischen Schauern zu tun, da praktisch alle neutralen Pionen zu Photonen oder Elektron-Positron-Paaren zerfallen.

In Abbildung 3.4 ist die Longitudinalentwicklung der Elektronen bei typischen eisen- und protoninduzierten Schauern eingezeichnet. Sie verläuft bei eiseninduzierten Schauern deutlich schneller als bei protoninduzierten Schauer. Die Gründe dafür wurden im letzten Abschnitt beschrieben.

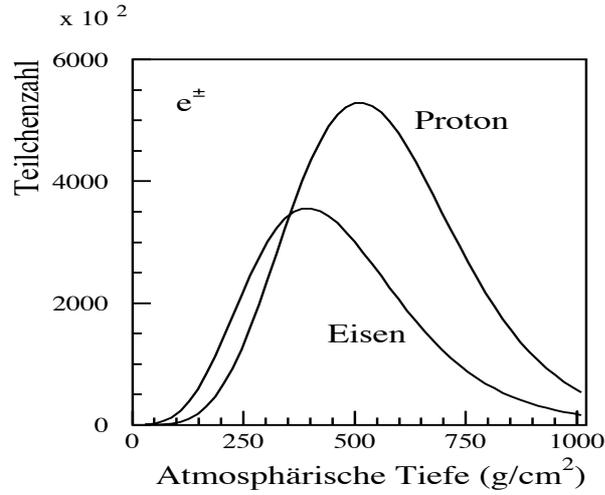


Abbildung 3.4: Vergleich der Longitudinalentwicklung der Elektronen von proton- und eiseninduzierten Schauern (simuliert mit dem Programm CORSIKA). Die Primärenergie betrug 1 PeV.

### 3.4 Analytische Beschreibung der Elektromagnetischen Komponente

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers kann durch gekoppelte Transportgleichungen beschrieben werden. Für Photonen, Elektronen und Positronen bei Energien deutlich oberhalb der kritischen Energie  $E_k = 84.2 \text{ MeV}$  kann man die Ionisationsverluste und Coulombstreuung vernachlässigen. Diese Näherung wird Approximation A genannt. Für diesen Fall lauten die Transportgleichungen:

$$\frac{d\gamma(W, t)}{dt} = -\frac{\gamma(W, t)}{\lambda_{Paar}} + \int_W^\infty N_e(E', t) \frac{dN_{e \rightarrow \gamma}}{dW dt} dE' \quad (3.10)$$

und

$$\frac{dN_e(E, t)}{dt} = -\frac{N_e(E, t)}{\lambda_{Brems}} + \int_E^\infty N_e(E', t) \frac{dN_{e \rightarrow e}}{dE dt} dE' + 2 \int_E^\infty \gamma(W', t) \frac{dN_{\gamma \rightarrow e}}{dE dt} dW' \quad (3.11)$$

Dabei bezeichnet  $\gamma(W, t)$  die Anzahl der Photonen im Energieintervall  $(W, W + dW)$  und  $N_e(E, t)$  die Anzahl der Elektronen im Energiebereich  $(E, E + dE)$ .

In Gleichung 3.10 beschreibt der erste Term die Abnahme der Photonenzahl aufgrund des Paarbildungsprozesses, der zweite Term die Zunahme der Photonenzahl durch die Bremsstrahlung. Analog bedeutet der erste Term in Gleichung 3.11 die Abnahme der Elektronenzahl bei der Energie  $E$  durch die Bremsstrahlung, der zweite Term die Zunahme der Elektronenzahl durch den gleichen Prozeß und der dritte Term die Zunahme der Elektronenzahl infolge des Paarbildungsprozesses.

Berücksichtigt man die Ionisationsverluste, so spricht man von Approximation B.

Die longitudinale Entwicklung eines photoninduzierten Schauers hat nach [18] annähernd folgende Form:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp\left(t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right), \quad (3.12)$$

wobei  $t = X/X_0$  die atmosphärische Tiefe in Einheiten der Strahlungslängen,  $\beta_0 = \ln(E_0/E_k)$  und  $s = 3t/(t + 2\beta_0)$  ist.

Eine besondere Bedeutung kommt dem Parameter  $s$  zu. Zu Beginn der Schauerentwicklung hat dieser den Wert 0, im Schauermaximum den Wert 1. Stirbt der Schauer auf ein Teilchen ab, so hat der Parameter  $s$  ungefähr den Wert 2 angenommen. Dieser Parameter beschreibt die Schauerentwicklung und wird als Schaueralter bezeichnet.

Die Bestimmung der Lateralverteilung gestaltet sich deutlich schwieriger. Hier ist es notwendig, die Coulombstreuung, die Öffnungswinkel bei den Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozessen und - im Fall von hadroninduzierten Schauern - die mittleren Transversalimpulse bei hadronischen Wechselwirkungen, zu berücksichtigen.

Näherungslösungen für dieses Problem werden in [22] und [18] angegeben. Für Schaueralter im Bereich  $0.8 < s < 1.6$  und Abstände vom Schauerzentrum  $r > 1$  m wird die Elektronendichte durch die NKG Formel beschrieben:

$$\rho_e(t, E_0, s) = C(s) \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (3.13)$$

mit dem Normierungsfaktor:

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)}. \quad (3.14)$$

Zu beachten ist, daß die Anzahl der Elektronen  $N_e$  und das Schaueralter  $s$  Funktionen der Primärenergie und der atmosphärischen Tiefe sind. Da man es bei hadroninduzierten Schauern mit einer Überlagerung von vielen Subschauern zu tun hat, verliert der Parameter  $s$  seine Bedeutung als Schaueralter. Die NKG-Funktion ist dann eher als eine phänomenologische Beschreibung anzusehen.

### 3.5 Myonische Komponente

Die Myonen entstehen überwiegend durch den Zerfall der geladenen Pionen.

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

Einen geringen Anteil liefert der direkte und indirekte Zerfall geladener und neutraler Kaonen.

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau_0 = 1.2 \cdot 10^{-8}\text{s})$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\mp + \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (\tau_0 = 5.2 \cdot 10^{-8}\text{s})$$

Die Myonen selbst zerfallen ihrerseits zu Elektronen, haben aber eine ca. 100mal größere Lebensdauer als Pionen.

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \bar{\nu}_e(\nu_e) \quad (\tau_0 = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{s})$$

Die Reichweite der Myonen erhöht sich noch aufgrund der Zeitdilatation, wodurch ein Großteil der Myonen den Erdboden erreicht.<sup>2</sup>

Da die Wahrscheinlichkeit für Vielfachstreuung und die Bremsstrahlung umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse sind, sind sie bei Myonen im Vergleich mit Elektronen um den Faktor  $(m_\mu/m_e)^2 = 43000$  unterdrückt. Somit behalten die Myonen ihre ursprüngliche Flugrichtung bei und beinhalten damit mehr Information über das frühe Stadium der Luftschauerentwicklung.

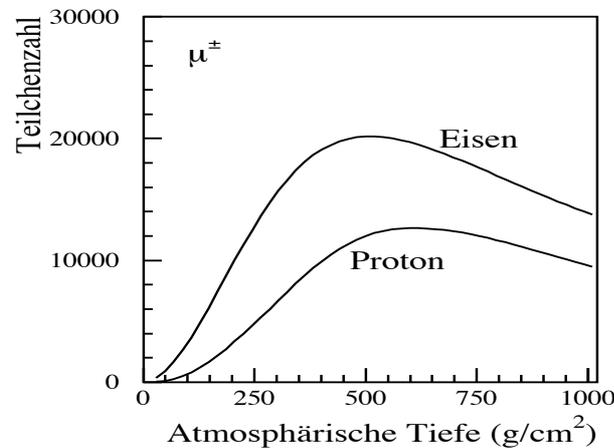


Abbildung 3.5: Vergleich der Longitudinalentwicklung der Myonen von proton- und eiseninduzierten Schauern (simuliert mit dem Programmpaket CORSIKA). Die Primärenergie betrug 1 PeV.

In Abbildung 3.5 ist die Longitudinalentwicklung der Myonen in einem typischen proton- und eiseninduzierten Schauer dargestellt. Man erkennt folgende Unterschiede:

- Eiseninduzierte Schauer produzieren deutlich mehr Myonen als protoninduzierte Schauer.
- Das Maximum in der Myonenzahl liegt bei Eisen höher in der Atmosphäre.
- Die Abnahme der Myonenzahl mit steigender atmosphärischer Tiefe erfolgt bei Eisen schneller als bei Protonen.

Die Unterschiede sind durch die Wechselwirkung des Primärteilchens mit der Erdatmosphäre erklärbar. Die erste Wechselwirkung erfolgt bei Eisen höher in der Atmosphäre und es werden dabei mehr Sekundärteilchen erzeugt als bei Protonen. So

<sup>2</sup>Diese Tatsache war einer der ersten Tests der speziellen Relativitätstheorie.

entstehen die Myonen als Zerfallsprodukte dieser Sekundärteilchen schneller und in größerer Zahl. Die Sekundärteilchen haben bei Eisen eine kleinere Energie, so daß der Anteil der Myonen, die zerfallen, bevor sie den Boden erreichen, bei Eisen größer ist.

Um die Lateralverteilung der Myonen zu beschreiben, wurden verschiedene Funktionen vorgeschlagen. Die wichtigsten sind:

- Von K. Greisen 1960 vorgeschlagen [19]:

$$\rho_\mu(r) \propto N_\mu \left( \frac{r}{320\text{m}} \right)^{-0.75} \left( 1 + \frac{r}{320\text{m}} \right)^{-2.5} \quad (3.15)$$

- Von J. Linsley vorgeschlagen [24]:

$$\rho_\mu(r) \propto \frac{1}{r} \left( 1 + \frac{r}{490\text{m}} \right)^{-\eta} \quad (3.16)$$

- Von A. M. Hillas 1969 vorgeschlagen [21]:

$$\rho_\mu(r) \propto \left( \frac{r}{600\text{m}} \right)^{-\alpha} \exp \left( \frac{-r}{600\text{m}} \right) \quad (3.17)$$

Im KASCADE Experiment wird die Lateralverteilung der Myonen durch die NKG-Funktion (Gleichung 3.13), die für die elektromagnetische Komponente abgeleitet wurde, sehr gut beschrieben:

$$\rho_\mu(t, E_0, s_\mu) = C(s_\mu) \frac{N_\mu}{2\pi r_m^2} \left( \frac{r}{r_m} \right)^{s_\mu-2} \left( 1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s_\mu-4.5} \quad (3.18)$$

Der Molière-Radius (auch Skalenradius genannt) für Myonen beträgt dabei jedoch  $r_m = 420\text{m}$ . Die oben erwähnten Funktionen beschreiben die Meßdaten nicht besser als die NKG-Funktion (vergleiche: [2]). Damit ist es möglich, die Myonenzahl eines einzelnen Schauers zu bestimmen, wie in Kapitel 5.1 genauer erläutert wird.

### 3.6 Vergleich der Komponenten

Ein typischer Luftschauer besteht auf Meeresebene zu über 80% aus Photonen, ca. 15% Elektronen und Positronen, 1.5% (Anti)Myonen und 0.5% Hadronen. Den Hauptteil der Energie des Primärteilchens tragen jedoch die Myonen.

In Abbildung 3.6 ist die longitudinale Entwicklung der einzelnen Komponenten aufgetragen. Das Primärteilchen war ein Eisenkern mit einer Energie von  $E_0 = 10^{15}\text{eV}$ . Das Schauermaximum wird bei Pionen zuerst erreicht, sie entwickeln sich am schnellsten. Die Myonen dagegen haben ihr Schauermaximum am tiefsten in der Atmosphäre. Dies ist verständlich, da die Myonen beim Zerfall der geladenen Pionen entstehen, d.h. wenn die Zerfallsrate der Pionen am größten ist, entstehen die meisten Myonen. Die Abnahme der Myonenzahl verläuft am langsamsten von

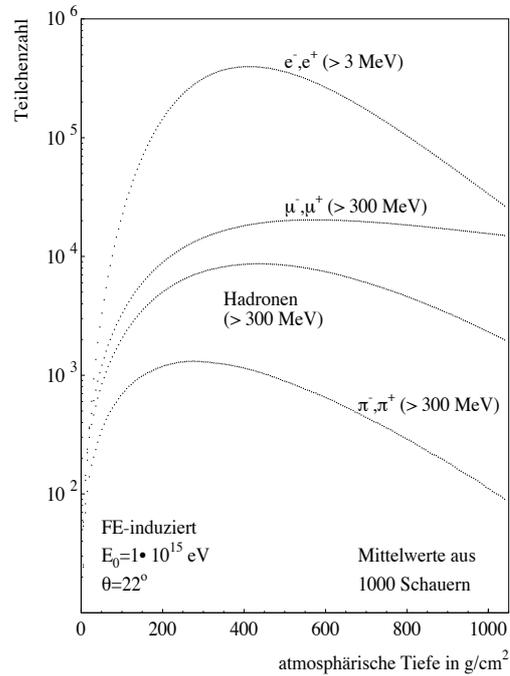


Abbildung 3.6: Vergleich der Longitudinalentwicklung der einzelnen Komponenten (simuliert mit dem Programm CORSIKA). Das Primärteilchen war ein Eisenkern mit einer Energie von  $10^{15} \text{ eV}$  unter einem Zenitwinkel von  $22^\circ$ .

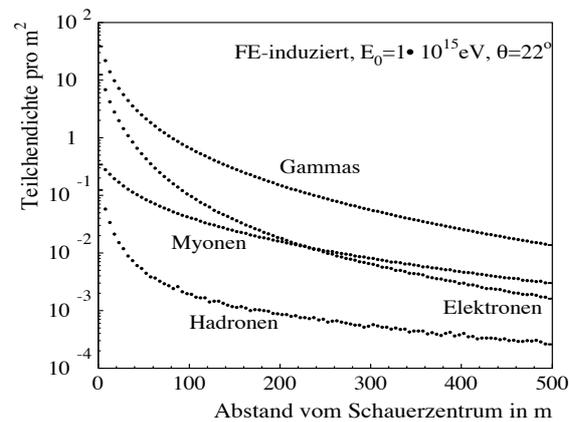


Abbildung 3.7: Vergleich der Lateralverteilung der einzelnen Komponenten (simuliert mit dem Programm CORSIKA). Das Primärteilchen war ein Eisenkern mit einer Energie von  $10^{15} \text{ eV}$  unter einem Zenitwinkel von  $22^\circ$ .

allen Komponenten, da bei ihnen die Bremsstrahlung im Vergleich zu Elektronen eine viel kleinere Rolle spielt.

In Abbildung 3.7 werden für die gleichen Schauer die Lateralverteilungen verglichen. Die Hadronendichte ist nur in einem kleinen Radiusbereich in der Nähe des Schauerkerns hoch. In diesem Bereich kommen auch die hochenergetischen Hadronen vor, die in Flugrichtung des Primärteilchens fliegen. Die Myonen stellen die Komponente dar, die am flachsten abfällt. Bei großen Radien übersteigt die Myondichte die Elektrondichte, bei sehr großen sogar die Photondichte.

Die Art des Primärteilchens hat Einfluß auf die Zusammensetzung des Schauers. Der Anteil der Myonen ist bei eiseninduzierten Schauern größer als bei protoninduzierten.



Detektor	Teilchen	belegte Fläche	Energieschwelle
Zentraldetektor:			
Kalorimeter	Hadronen	$8 \times 304 \text{ m}^2$	50 GeV
Triggerebene	$\mu$	208 $\text{m}^2$	490 MeV
Vieldrahtproportionalkammern	$\mu$	$2 \times 129 \text{ m}^2$	2.4 GeV
Streamertubes	$\mu$	250 $\text{m}^2$	2.4 GeV
Top-Cluster	$e/\gamma$	23 $\text{m}^2$	5 MeV
Top-Lage	$e/\gamma$	304 $\text{m}^2$	5 MeV
Detektorfeld:			
Flüssigkeitszintillatoren	$e/\gamma$	490 $\text{m}^2$	5 MeV
Plastikszintillatoren	$\mu$	622 $\text{m}^2$	230 MeV
Myon-Spur-Detektor	$\mu$	$4 \times 128 \text{ m}^2$	800 MeV

Tabelle 4.1: Eigenschaften der KASCADE Detektoren [3]

von Parametern der ausgedehnten Luftschauber untersucht, darunter Teilchenzahl und Lateralverteilung der verschiedenen Schauerkomponenten, Entstehungshöhe der Myonen und Struktur des Schauerkerns. Daneben stellt der Test von Modellen zur hadronischen Wechselwirkung durch Vergleich der Daten mit Simulationen einen weiteren Schwerpunkt dar.

Das Experiment KASCADE ist auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe ( $49.1^\circ \text{ N}$ ,  $8.4^\circ \text{ O}$ , 110 m ü.d.M) aufgebaut. Abbildung 4.1 zeigt einen schematischen Lageplan. Es besteht aus drei Hauptkomponenten:

- Zentraldetektor,
- Detektorfeld (auch Detektor-Array genannt),
- Myonspurdetektor (MTD, engl.: Muon Tracking Detector).

In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen Detektor-komponenten zusammengefaßt.

Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, viele Schauerparameter gleichzeitig zu messen und trotz deren großen Fluktuationen, die Eigenschaften der Primärteilchen durch eine Multiparameter-Analyse zu rekonstruieren.

KASCADE wurde 1996 in Betrieb genommen. Seit 01.01.2003 bildet es einen Teil des KASCADE-Grande Experimentes, welches den untersuchten Energiebereich bis über  $10^{18}$  eV ausdehnen soll. [23]

## 4.1 Der Zentraldetektor

Mittig auf dem Gelände des KASCADE-Experiments befindet sich der Zentraldetektor (Abbildung 4.2), der Detektoren zum Nachweis der hadronischen, elektroma-

gnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer enthält [13]. Der wichtigste Teil des Zentraldetektors, mit einer Fläche von  $16 \times 20 \text{ m}^2$ , ist das Hadronkalorimeter. Es besteht aus acht Lagen von Flüssigkeitsionisationskammern, welche sich mit Absorberschichten aus Eisen abwechseln. Die Dicke der Eisenplatten nimmt mit jeder Schicht zu. Insgesamt entspricht die Dicke der Absorberplatten etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen. Jede der 40000 Ionisationskammern hat eine Fläche von  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  und eine Tiefe von 1 cm. Sie sind mit Tetramethylsilan bzw. Tetramethylpentan gefüllt und werden bei Raumtemperatur betrieben.

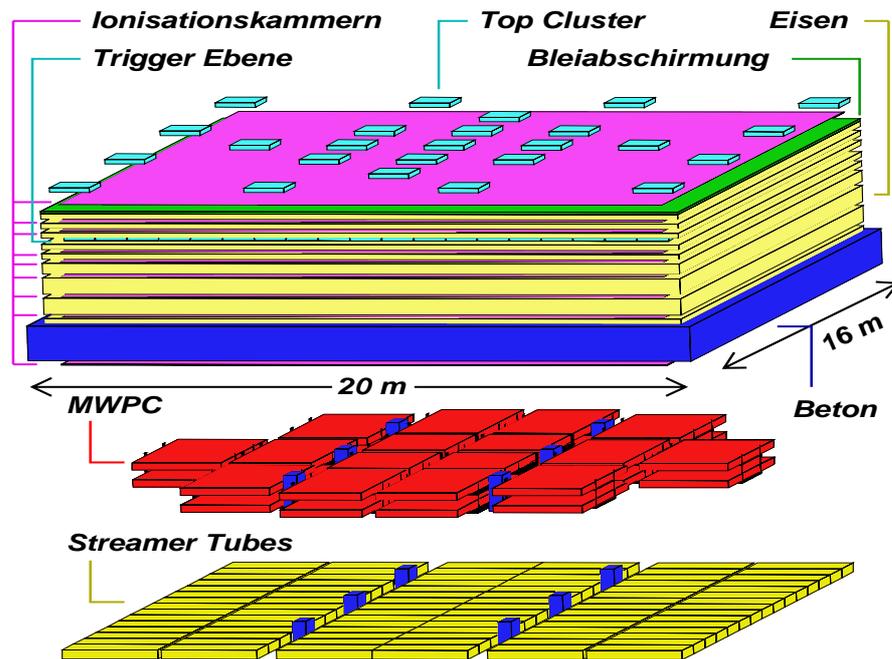


Abbildung 4.2: Aufbau des Zentraldetektors.

Das Kalorimeter weist Hadronen im Energiebereich von 10 GeV bis etwa 10 TeV nach und hat eine Energieauflösung von etwa 30% für  $E_H = 100 \text{ GeV}$  und 15% für  $E_H = 25 \text{ TeV}$ . Die räumliche Auflösung der Hadronenspuren beträgt etwa 11 cm und die Winkelauflösung  $6^\circ$ .

Unterhalb der dritten Absorberschicht, was 2.5 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht, befindet sich die Triggerebene. Sie besteht aus 456 Plastikszintillatoren mit jeweils  $0.45 \text{ m}^2$  Fläche. Überschreitet die Anzahl der in der Triggerebene nachgewiesenen Teilchen einen bestimmten Wert, sendet sie ein Signal an die zentrale Datenerfassung. Damit wird die Datenaufnahme aller Experimentkomponenten gestartet. Weiterhin dient sie der Messung von Ankunftszeiten von Myonen und Hadronen.

Zur Erfassung der elektromagnetischen Komponente sowie zur Untersuchung

von niederenergetischen Schauern mit Primärenergien von wenigen  $10^{13}$  eV befinden sich auf dem Dach des Zentraldetektors die Top-Lage und das Top-Cluster. Bei der Top-Lage handelt es sich um eine Schicht von Flüssigkeitsionisationskammern, wie sie auch im Kalorimeter vorkommen. Das Top-Cluster besteht aus 50 zu der Triggerebene baugleichen Szintillatoren.

Zum Nachweis von hochenergetischen Myonen befinden sich unterhalb des Kalorimeters und einer zusätzlichen 1 m dicken Abschirmung aus Beton zwei Lagen von Vieldrahtproportionalkammern. Die Positionen der nachgewiesenen Myonen werden in beiden Lagen mit einer Genauigkeit von 1.1 cm bestimmt. Dadurch ergibt sich eine Richtungsaufösung von  $1.5^\circ$  für die rekonstruierten Spuren. Um Vieldeutigkeiten bei großen Teilchendichten zu vermeiden, befindet sich unterhalb dieser Anordnung eine Lage von Streamertubes. Es besteht auch hier die Möglichkeit, die Daten des Zentraldetektors mit den Daten des Detektorfeldes und des Myonspurdetektors zu kombinieren.

## 4.2 Das Detektorfeld

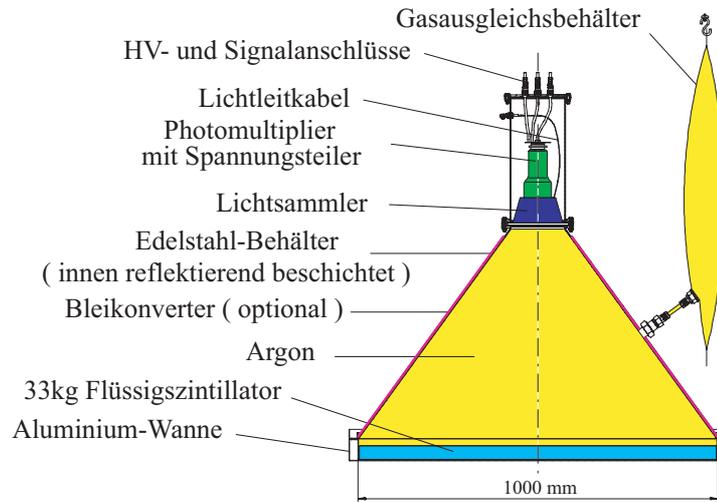
Die Lateralverteilung der elektromagnetischen und myonischen Komponente kann Ausdehnungen bis zu mehreren hundert Metern erreichen. Zu ihrer Untersuchung ist somit eine großflächige Anordnung von Detektoren notwendig.

Das Detektorfeld besteht aus 256 Detektorstationen, die gitterartig auf einer  $204 \times 204 \text{ m}^2$  großen Fläche angeordnet sind. Der Abstand zwischen den einzelnen Stationen beträgt 13 m.

Jeweils  $4 \times 4$  Detektorstationen bilden eine Einheit, ein sog. Cluster (siehe Abbildung 4.1). Jedes Cluster besitzt eine eigene Elektronikstation, in welcher sich die zum Betrieb und zur Auslese der Stationen notwendigen Elektronikkomponenten befinden. Dadurch ist es möglich, die Cluster unabhängig voneinander zu betreiben. Die Elektronikstationen sind durch Lichtleitkabel mit der zentralen Datenerfassung im Gebäude des Zentraldetektors verbunden. Jedes Cluster kann ein Triggersignal an die anderen Komponenten des KASCADE-Experimentes liefern und von diesen selbst getriggert werden.

Das Detektorfeld besteht aus zwei Arten von Stationen. In den vier inneren Clustern befinden sich in jeder Station vier  $e/\gamma$ -Detektoren. In den 12 äußeren Clustern befinden sich in jeder Station zwei  $e/\gamma$ -Detektoren und unter einer Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen ein Myondetektor. Die Eisen-Blei-Abschirmung entspricht 20 Strahlungslängen für die elektromagnetische Komponente und einer Nachweis-schwelle von 230 MeV für die Myonen.

Der Aufbau der  $e/\gamma$ -Detektoren ist in Abbildung 4.3 dargestellt. In einem kegelförmigen Edelstahlbehälter, der innen mit einer reflektierenden Farbe beschichtet ist, befindet sich eine  $0.79 \text{ m}^2$  große und etwa 5 cm dicke Schicht organischer Szintillationsflüssigkeit (Paraffinöl mit Pseudocumol als Szintillator). Zum Schutz des Szintillators vor Oxidation durch den Luftsauerstoff, ist der Behälter mit Argon als

Abbildung 4.3: Aufbau des  $\gamma/e$ -Detektors.

Schutzgas gefüllt. Ein Gasausgleichsbehälter aus Nylonfolie ist an den Behälter zum Ausgleich von Temperatur- und Luftdruckschwankungen angeschlossen. Am oberen Ende des Kegels befindet sich ein Plexiglas-Lichtsammler und darüber ein Photomultiplier. Weiterhin ist an dem Lichtsammler ein Glasfaserkabel angebracht, so daß mit Hilfe eines Lasersystems die unterschiedlichen Signallaufzeiten der einzelnen Detektoren bestimmt werden können.

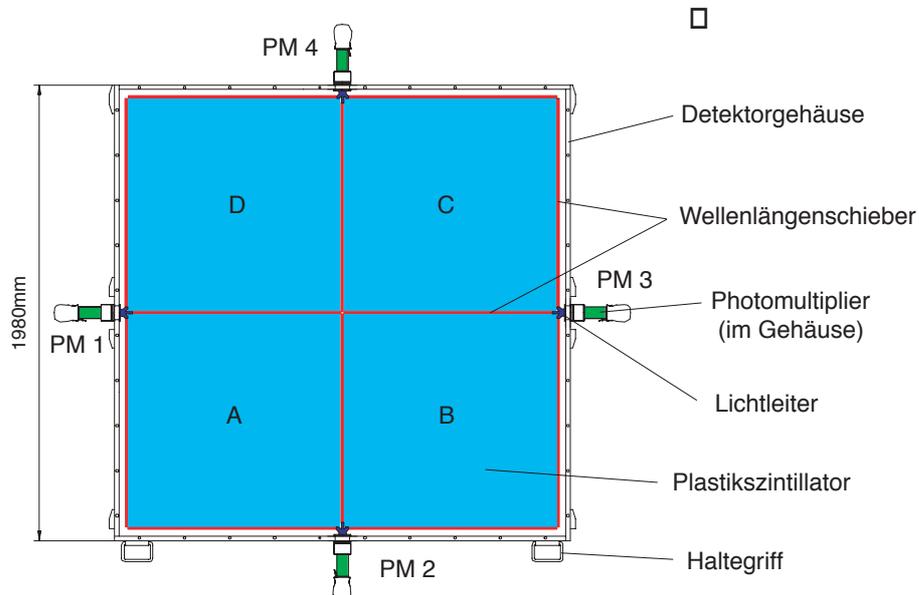


Abbildung 4.4: Aufbau des Myondetektors.

Die Myondetektoren bestehen aus vier quadratischen Plastiksintillatorplatten

und vier seitlich angebrachten Photomultipliern (Abbildung 4.4). Jede Platte ist 3 cm dick und hat eine Fläche von  $90 \times 90 \text{ cm}^2$ . An jeder Seite der Platten befinden sich Wellenlängenschieberstäbe, die das blaue Szintillationslicht der Platten ( $\lambda \approx 450 \text{ nm}$ ) absorbieren und als grünes Licht ( $\lambda \approx 520 \text{ nm}$ ) wieder emittieren. Die Wellenlängenschieberstäbe befinden sich in einem Abstand von 0.8 mm zu den Platten und sind an einem Ende mit Reflektorfarbe beschichtet. Dadurch wird das wieder emittierte Licht durch Totalreflexion zu den Photomultipliern transportiert. Das Licht jeweils dreier Wellenlängenschieberstäbe wird dabei zusammengefaßt und über Lichtleiter den Photokathoden zugeführt. Zur Verbesserung der Lichtausbeute erfolgt die Ankopplung an die Lichtleiter über Silikonkissen. Durch diese Anordnung wird jedes Myon als koinzidentes Signal von zwei benachbarten Photomultipliern erkannt und Röhrenrauschen effizient unterdrückt.

### 4.3 Der Myonspurdetektor

Nördlich des Zentraldetektors befindet sich der Myonspurdetektor, mit dem Spuren einzelner Myonen der Luftschauer mit sehr hoher Auflösung gemessen werden [11]. In einem Tunnel mit den Abmessungen  $5.4 \times 2.4 \times 44 \text{ m}^3$  befinden sich unterhalb einer Abschirmung aus Eisen, Beton und Erde 16 Detektortürme, die in zwei Reihen aufgebaut sind (Vergleiche Abbildung 4.5). Die Abschirmung entspricht 18 Strahlungslängen für die elektromagnetische Komponente und einer Energieschwelle von 800 MeV für die Myonen.

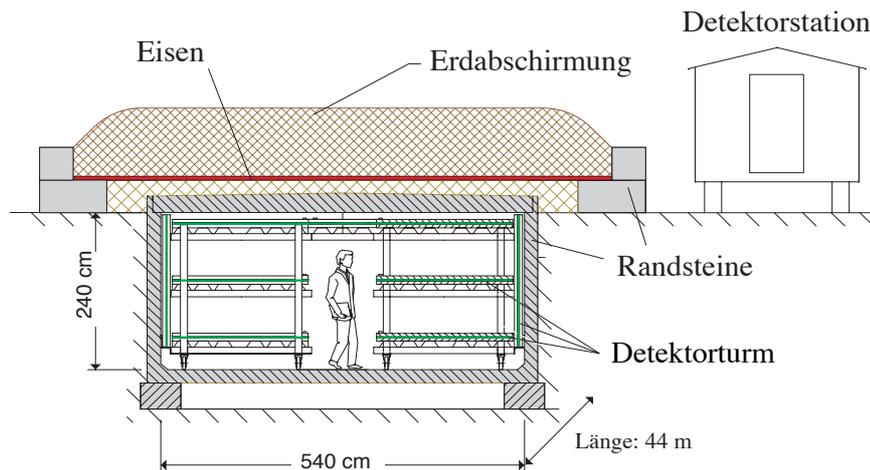


Abbildung 4.5: Aufbau des Myonspurdetektors (MTD).

Der Aufbau eines Detektorturmes ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Auf einem

fahrbaren Stahlgerüst befinden sich drei  $2 \times 4 \text{ m}^2$  große horizontale Detektormodule, auch Detektorebenen genannt. Der Abstand zwischen ihnen beträgt 82 cm. Neben jedem Turm ist an der Wand des Tunnels ein vertikales Detektormodul mit gleichen Abmessungen montiert. Dadurch werden auch Myonen erfaßt, die unter einem sehr flachen Winkel einfallen. In dieser Arbeit werden nur die Daten der horizontalen Module verwendet.

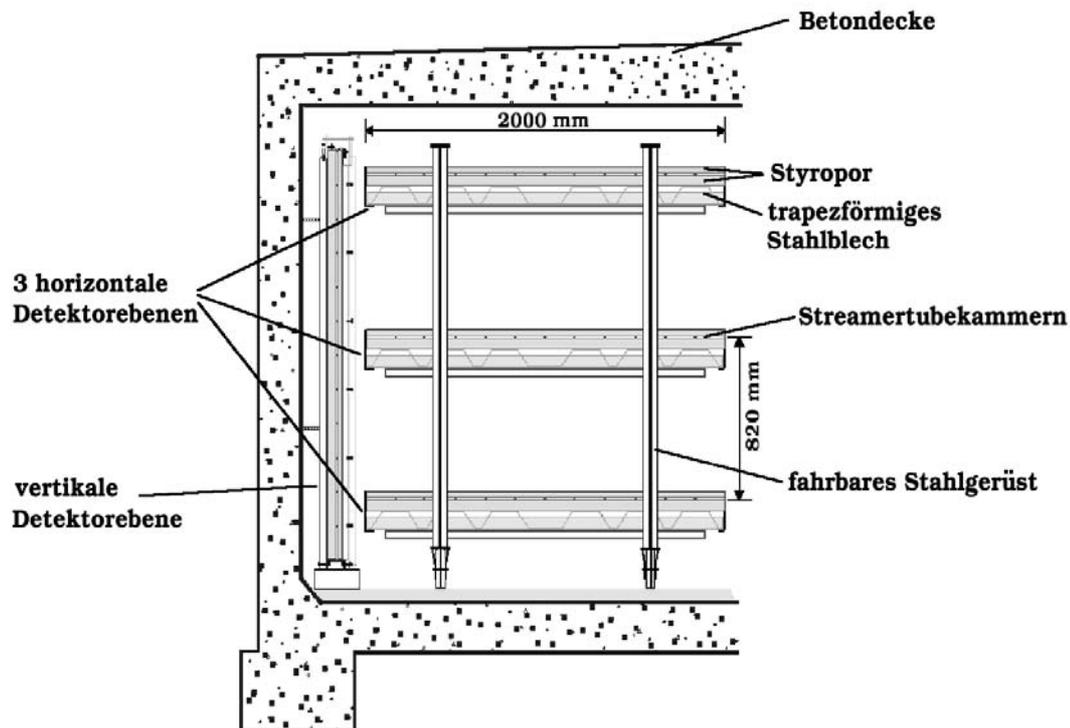


Abbildung 4.6: Aufbau eines Turmes des MTD.

In jedem Modul befindet sich zwischen zwei Styroporschichten eine Lage von Streamertubedektoren, welche die aktive Detektorkomponente bildet. Jedes Modul beinhaltet in dieser Schicht 12 Streamertubekammern, die jeweils 16 Anodendrähte in zwei Kammprofilen enthalten. Die Streamertubes haben einen Querschnitt von  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  und eine Länge von 4 m. Sie werden mit einem Gemisch aus Argon, Isobutan und Kohlendioxid betrieben. Weiterhin befindet sich unterhalb und oberhalb der Streamertubedektoren eine  $75 \mu\text{m}$  dicke Polyesterfolie auf welcher 18 mm breite Aluminiuminfluenzstreifen aufgedampft sind. Die Influenzstreifen in der oberen Folie sind senkrecht zu den Anodendrähten der Streamertubekammern ausgerichtet. Die Influenzstreifen in der unteren Folie bilden einen Winkel von  $30^\circ$  mit den Anodendrähten und helfen Vieldeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion aufzulösen.

Durch diesen Aufbau wird eine Richtungsauflösung von  $0.56^\circ$  erreicht, die durch ein neuentwickeltes Ausleseverfahren [26] noch verbessert wird.

## 4.4 Simulation und Rekonstruktion

Simulationen von ausgedehnten Luftschauern und von den Vorgängen, die beim Durchgang der Teilchen durch die Detektoren stattfinden, spielen neben den tatsächlichen Messungen eine wichtige Rolle im KASCADE-Experiment. Sie sind für das Verständnis und die Interpretation der gemessenen Daten notwendig.

Das Programm CORSIKA (**C**osmic **R**ay **S**imulations for **K**ASCADE) [20], welches in Karlsruhe entwickelt wurde, simuliert die Entwicklung von ausgedehnten Luftschauern in der Atmosphäre. Es besitzt eine Vielzahl von Startparametern und notwendigen Einstellungen. Die wichtigsten davon sind:

- Art des Primärteilchens,
- Primärenergie,
- Spektraler Index,
- Einfallswinkel des Primärteilchens,
- zu benutzende hadronische Wechselwirkungsmodelle,
- Auswahl verschiedener Atmosphärenprofile,
- Stärke und Richtung des Erdmagnetfeldes.

Die mit CORSIKA simulierten Luftschauer werden als Eingabe dem Programm CRES (**C**osmic **R**ay **E**vent **S**imulation) übergeben, welches die Antwort der Detektoren simuliert. Es basiert auf CERN-GEANT Algorithmen [10] und simuliert Orts-, Zeit- und Energieeinträge in den einzelnen Detektorkomponenten. CRES liefert die Ausgabe im selben Format wie die Rohdaten des Experimentes.

Die Rekonstruktion der gemessenen und simulierten Schauer erfolgt mit dem Programm KRETA (**K**ASCADE **R**econstruction for **E**xtensive **A**ir Showers). In drei Schritten werden rekursiv mehrere physikalische Größen des Schauers bestimmt, darunter Schauerzentrum, Schauerrichtung, Schaueralter, Elektronen- und Myonenzahlen.

Im ersten Schritt der Rekonstruktion wird das Schauerzentrum mit Hilfe eines Neuronalen Netzes und einer Schwerpunktmethod bestimmt. Die Schauerrichtung erhält man durch einen Ebenenfit an die Ankunftszeitenverteilung. Aus den Energieeinträgen werden mit Hilfe einer empirischen Summenformel die Teilchenzahlen grob abgeschätzt.

Im zweiten Schritt wird die laterale Dichteverteilung der elektromagnetischen Komponente durch eine NKG-Funktion angepaßt. Dadurch erhält man in einem Schritt Schauerzentrum, Schauergroße und Schaueralter. Hierzu werden die Energiedichten durch laterale Korrekturfunktionen in Teilchendichten umgerechnet. Eine

genauere Bestimmung der Schauerrichtung wird durch eine Anpassung einer Schauerrfront an die Ankunftszeitenverteilung und die Teilchendichten erreicht. Die geometrische Form der Schauerrfront wird hierbei nicht festgelegt. Die Myonenzahl wird aus den Daten des Detektorfeldes durch eine Anpassung einer NKG-Funktion bestimmt, wobei hier der Molièreradius und das Schaueralter festgehalten wird. Diese Methode wird im Kapitel 5.1 ausführlich beschrieben.

Der dritte Schritt ist weitgehend mit dem zweiten identisch. Die im vorherigen Schritt erhaltenen Teilchenzahlen dienen zur Verbesserung der lateralen Korrekturfaktoren. In diesem Schritt wird auch der Beitrag der  $e/\gamma$ -Komponente zum Signal des Myondetektors bzw. der Beitrag der Myonen zum  $e/\gamma$ -Signal berücksichtigt.

Bei KASCADE wird an Stelle der Gesamtmyonenzahl die Anzahl der Myonen im Bereich zwischen 40m und 200m angegeben. Man bezeichnet diese Myonenzahl als "truncated". Dies hat den Vorteil, daß sie mit einem kleineren systematischen Fehler behaftet ist, da keine Aussagen gemacht werden können, wie gut die NKG-Funktion außerhalb des Messbereichs die Lateralverteilung der Myonen in Luftschauern beschreibt. Die Umrechnung erfolgt gemäß:

$$N_{\mu}^{tr} = N_{\mu} 2\pi \int_{r=40m}^{r=200m} \rho_{norm}(r) r dr \quad . \quad (4.1)$$

# Kapitel 5

## Analyse der Daten

### 5.1 Bestimmung der Myonenzahl

In diesem Abschnitt wird eine Methode zur Bestimmung der Myonenzahl vorgestellt. Sie wird bereits in KASCADE auf die Daten des Detektorfeldes angewandt. Im Rahmen dieser Arbeit wird sie implementiert, um aus den Daten des Myonspurdetektors allein und aus den Daten beider Detektoren, des Detektorfeldes und des Myonspurdetektors, die Myonzahl zu berechnen.

Im Meßbereich des KASCADE-Experimentes [2] wird die Lateralverteilung der Myonen gut durch die NKG-Funktion beschrieben [18] [22] (Kapitel 3.5).

$$\rho_{\mu}(r) = C(s_{\mu}) \frac{N_{\mu}}{2\pi r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s_{\mu}-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s_{\mu}-4.5} \quad (5.1)$$

$s_{\mu}$  ist das Schaueralter und  $r_m$  der Molière-Radius. Bei KASCADE wird für Myonen ein Molière-Radius von  $r_m = 420\text{m}$  verwendet [9].  $r$  ist der Abstand vom Schauerkern in Schauer-Koordinaten. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel einer NKG-Funktion mit den Parametern  $s_{\mu} = 1.47$  und  $N_{\mu} = 10^4$ .

Ein Detektor mit einer Fläche  $A$ , der sich in einer Entfernung  $r$  vom Schauerkern befindet, sollte im Mittel

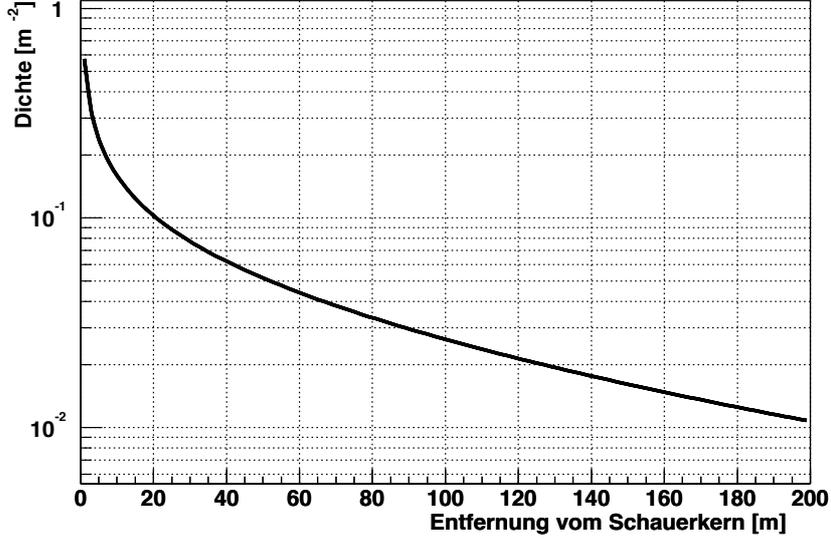
$$\bar{n}(r) = \rho_{\mu}(r) \cdot A \quad (5.2)$$

Myonen messen. Jede einzelne Messung streut näherungsweise nach einer Poissonverteilung um diesen Wert. Abweichungen von der Poissonverteilung wurden bei kleinen Abständen vom Schauerkern festgestellt [7]. Die Wahrscheinlichkeit,  $n$  Teilchen bei einem erwarteten Mittelwert  $\bar{n}$  nachzuweisen, ist durch

$$p(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (5.3)$$

gegeben [8]. Bei mehreren Detektoren, die sich jeweils im Abstand  $r_i$  zum Schauerkern befinden, ist die Gesamtwahrscheinlichkeit bei einem Schauer mit den Parametern  $N_{\mu}$  und  $s_{\mu}$  jeweils  $n_i$  Teilchen nachzuweisen:

$$P_{ges}(n_i | N_{\mu}, s_{\mu}) = \prod_i \frac{\bar{n}_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\bar{n}_i} \quad (5.4)$$

Abbildung 5.1: NKG-Funktion mit  $s_\mu = 1.47$  und  $N_\mu = 10^4$ .

Hierbei gehen die Schauerparameter  $N_\mu$  und  $s_\mu$  durch die Mittelwerte  $\bar{n}_i$  gemäß den Gleichungen 5.1 und 5.2 in die Gesamtwahrscheinlichkeit ein.

Wird nun ein Luftschauer durch mehrere Detektoren nachgewiesen, so kann man die Myonenzahl  $N_\mu$  mit Hilfe der Loglikelihood-Methode abschätzen [8]. Dabei wird die Gesamtwahrscheinlichkeit als Funktion der Myonenzahl maximiert. Eine gleichzeitige Bestimmung der Myonenzahl und des Schaueralters hat sich als schwierig erwiesen, da bei den meisten Schauern nur wenige Myonen detektiert werden. Deshalb wird das Schaueralter festgehalten. Das Schaueralter wurde mit Hilfe von CORSIKA Simulationen als Funktion der Elektronenzahl parametrisiert [29].

$$s_\mu = 1.57 - 0.0405 \cdot \log_{10}(N_e) \quad (5.5)$$

Es ist von Vorteil nicht die Gesamtwahrscheinlichkeit selbst, sondern den Logarithmus davon zu maximieren. Da der Logarithmus eine streng monoton steigende Funktion ist, haben  $P_{ges}$  und  $\ln P_{ges}$  das Maximum an der gleichen Stelle. Man leitet hierzu  $\ln P_{ges}$  nach  $N_\mu$  ab und setzt das Ergebnis gleich Null:

$$\frac{d \ln P_{ges}}{d N_\mu} = \sum_i \frac{d}{d N_\mu} (n_i \ln \bar{n}_i - \ln n_i! - \bar{n}_i) = 0$$

mit

$$\bar{n}_i = \rho(r_i) \cdot A_i = N_\mu \cdot \rho_{norm}(r_i) \cdot A_i \quad .$$

Dabei ist  $\rho_{norm}$  die auf 1 normierte NKG-Funktion <sup>1</sup>. Damit erhält man:

$$\sum_i \frac{d}{d N_\mu} (n_i \ln N_\mu - N_\mu \cdot \rho_{norm}(r_i) \cdot A_i) = 0$$

---

<sup>1</sup>  $\int \rho_{norm}(r) d\vec{r}^2 = 1$

und schließlich eine einfache Formel zur Bestimmung der Myonenzahl:

$$N_\mu = \frac{\sum n_i}{\sum_i \rho_{norm}(r_i) \cdot A_i} \quad . \quad (5.6)$$

Hierbei wird die Änderung der Dichte über der Detektorfläche vernachlässigt. Eine exakte Formel ergibt sich, wenn man die Summe im Nenner durch ein Integral über die Fläche der Detektoren ersetzt:

$$N_\mu = \frac{\sum n_i}{\int_{\mathcal{F}_{det}} \rho_{norm}(r) dx dy} \quad . \quad (5.7)$$

Bei der Analyse der Daten ist es jedoch vorteilhafter, bei der Gleichung 5.6 zu bleiben, insbesondere da die Bereiche nahe des Schauerkerens, in denen die Lateralverteilung stark ansteigt, aus physikalischen Gründen ohnehin ausgespart werden (siehe Kap. 6.1).

Die Loglikelihood-Methode erlaubt es, auch den Fehler der rekonstruierten Myonenzahl zu bestimmen. Diesen erhält man durch folgende Formel:

$$\sigma_{N_\mu} = - \left( \frac{d^2 \ln P_{ges}}{dN_\mu^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad . \quad (5.8)$$

Damit ergibt sich für den relativen Fehler:

$$\frac{\sigma_{N_\mu}}{N_\mu} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i n_i}} \quad (5.9)$$

Bevor man nun die Myonenzahl mit Hilfe dieser Gleichungen berechnen kann, muß noch die Effizienz des Myonspurdetektors bestimmt und die unterschiedlichen Schwellen des Myonspurdetektoren und des Detektorfeldes korrigiert werden.

## 5.2 Nachweiseffizienz des Myonspurdetektors

Durchquert ein Myon einen Turm des Myonspurdetektors, wird es nicht notwendigerweise in jeder Detektorebene, auch Modul genannt, registriert. Dies ist durch die Effizienz der einzelnen Module bedingt, die mehrere Ursachen haben. Neben der Gaszusammensetzung und der Elektronik ergibt sich z.B. eine Einschränkung in der Effizienz, aus dem Aufbau der Streamertubekammern. Man spricht in diesem Fall von einer geometrischen Effizienz. Daneben gibt es Effekte, die sich nicht auf die Effizienz der einzelnen Module auswirken, sondern auf den Turm als Ganzes. Dies ist z.B. bei der Rekonstruktion der Spuren aus den Hits der einzelnen Module der Fall.

Es ist nicht möglich, die Effizienz mit Hilfe von Simulationen des Detektors zu bestimmen, da viele Parameter, wie z.B. Gasmischung, Gasfluß oder Temperatur nur sehr schwer in der Simulation implementierbar sind. Man muß auf Daten zurückgreifen.

Im Folgenden wird die Effizienz einer Detektorebene aus statistischen Überlegungen berechnet ohne auf die Ursachen der Effizienz im Detail einzugehen.

### 5.2.1 Bestimmung der Effizienz

Die Effizienz des Myonspurdetektors kann aus der Anzahl der nachgewiesenen Zweier- und Dreierspuren berechnet werden. Von einer Dreierspur spricht man, wenn ein Myon in allen drei Modulen nachgewiesen wurde, analog von Zweierspuren, wenn es nur in zwei Modulen registriert wurde.

Bevor wir uns dem allgemeinen Fall zuwenden, betrachten wir im Folgenden nur senkrechte Myonspuren, so daß jedes Myon, das durch einen Turm fliegt, alle Module des Turmes durchquert.

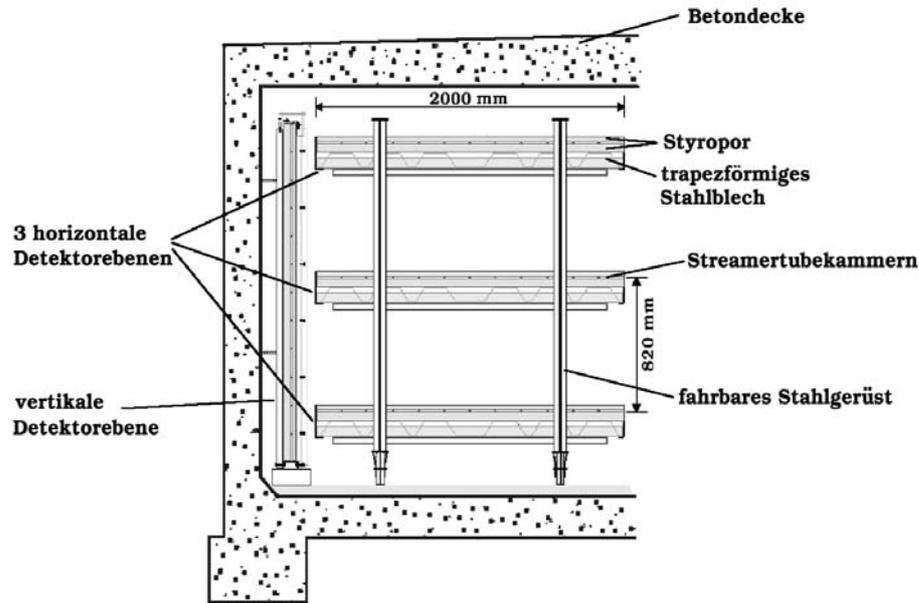


Abbildung 5.2: Aufbau eines Turmes des Myonspurdetektors.

In Abbildung 5.2 ist nochmal der Aufbau eines Turmes im Myonspurdetektor dargestellt. Fliegt ein Myon durch ein Modul, so wird es mit der Wahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$  detektiert, wobei  $\epsilon_i$  die Effizienz des Moduls ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß es in allen drei Modulen registriert wurde beträgt:

$$p_3 = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \quad . \quad (5.10)$$

Analog ist die Wahrscheinlichkeit, daß es in zwei Modulen nachgewiesen wurde:

$$p_2 = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot (1 - \epsilon_3) + \epsilon_1 \cdot (1 - \epsilon_2) \cdot \epsilon_3 + (1 - \epsilon_1) \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \quad . \quad (5.11)$$

Neben den Myonen werden auch andere Teilchen, vor allem Elektronen, nachgewiesen, die jedoch normalerweise nur in einem Modul registriert werden. Man nimmt also an, daß Zweier- und Dreierspuren durch Myonen zustande kommen, die sonstigen Treffer jedoch auch durch andere Teilchen erzeugt werden.

Die zwei Fälle, in denen das Myon in einem oder gar keinem Modul detektiert wird, faßt man in einer Kategorie zusammen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon nur in einem oder keinem Modul detektiert wird, ist:

$$p_{0,1} = 1 - p_3 - p_2 \quad . \quad (5.12)$$

Es gibt also 3 Klassen von Ereignissen:

- Dreierspur
- Zweierspur
- Hit in einem oder keinem Modul.

Durchqueren  $N$  Myonen gleichzeitig einen Turm, so wird jedes dieser Myonen unabhängig von den anderen zu einer dieser Klassen gehören. Man hat hiermit ein Beispiel für eine Multinomialverteilung. Die Wahrscheinlichkeit,  $n_1$  Ereignisse der Klasse 1,  $n_2$  der Klasse 2 und  $n_3$  der Klasse 3 bei insgesamt  $N$  Ereignissen<sup>2</sup> zu messen, ist dabei durch

$$P(n_1, n_2, n_3 | N) = \frac{N!}{n_1! \cdot n_2! \cdot n_3!} p_1^{n_1} \cdot p_2^{n_2} \cdot p_3^{n_3} \quad (5.13)$$

gegeben. Als Nebenbedingung gilt:

$$n_1 + n_2 + n_3 = N \quad . \quad (5.14)$$

Die Erwartungswerte und Elemente der Kovarianzmatrix der Klassen  $i$  und  $j$  sind

$$\bar{n}_i = N \cdot p_i \quad (5.15)$$

$$cov(i, j) = N p_i (\delta_{ij} - p_j) \quad (5.16)$$

Bei einer Multinomialverteilung ist jede Klasse für sich betrachtet binomial verteilt. Die Werte streuen also mit dem Fehler  $\sigma = \sqrt{N p_i (1 - p_i)}$  um den Mittelwert  $\bar{n}_i = N \cdot p_i$ .

Im Fall eines geeigneten Schauers, muß ein Myon, das durch einen Turm fliegt, nicht notwendigerweise auf alle drei Module treffen. Zweierspuren kommen so auf zwei Arten zustande: Das Myon fliegt durch alle drei Module, wird aber nur in zwei Modulen detektiert oder das Myon trifft nur auf zwei Module und wird in beiden nachgewiesen. Ist  $\rho$  die Myondichte am Ort des Turmes,  $A_3$  die Fläche der Überlappung dreier Module in Schauer-Koordinaten und  $A_2$  die Fläche der Überlappung ausschließlich zweier Module, so erhält man als Anzahl der Dreierspuren im Mittel

$$\overline{N_{tr3}} = A_3 \cdot \rho \cdot p_3 \quad (5.17)$$

und

$$\overline{N_{tr2}} = \rho (A_2 \cdot (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 + \epsilon_2 \cdot \epsilon_3) + A_3 \cdot p_2) \quad (5.18)$$

---

<sup>2</sup>Im Fall der Nachweiseffizienz ist es der Durchgang von  $N$  Myonen durch einen Turm.

für Zweierspuren. Der erste Summand kommt dadurch zustande, daß die Fläche des Überlapps genau zweier Module zwei mal vorkommt: Eine L-förmige Fläche bei der die obere und die mittlere Detektorebene sowie eine gleichgroße Fläche bei der die mittlere und die untere Detektorebene überlappen. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

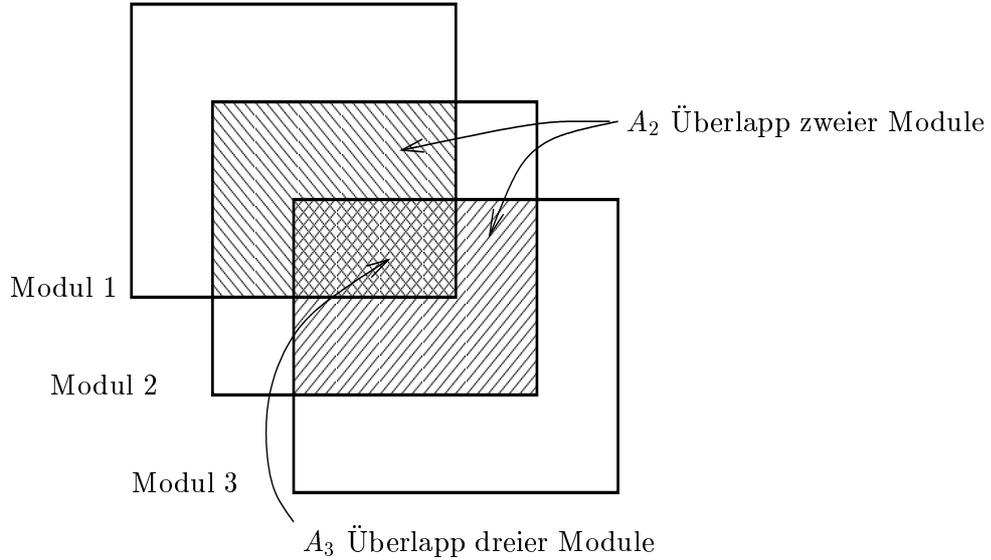


Abbildung 5.3: Aufbau eines Turmes aus der Sicht eines geneigten Schauers.  $A_2$  ist als die L-förmige Fläche der Überlappung ausschließlich zweier Module definiert.

Bei senkrechten Schauern, bei denen  $A_2 = 0$  ist, sowie bei geneigten Schauern, bei denen man nur solche Myonen berücksichtigt, welche durch alle drei Module geflogen sind, kann man aus dem Verhältnis der Zweier- zu den Dreierspuren die mittlere Effizienz eines Turmes berechnen. Diese erhält man, wenn man annimmt, daß  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon$  ist. Es ergibt sich durch Dividieren der Erwartungswerte (Gleichung 5.17 und 5.18) und Auflösung nach  $\epsilon$ :

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \overline{N_{tr2}} / (3\overline{N_{tr3}})} \quad (5.19)$$

Die Effizienz eines einzelnen Moduls  $i$  kann berechnet werden, wenn man nur Zweierspuren berücksichtigt, bei denen das Myon in diesem Modul  $i$  **nicht** nachgewiesen wurde. Diese Zahl sollte im Mittel

$$\overline{N_{tr2,i}} = A_3 \cdot \rho \cdot \underbrace{(1 - \epsilon_i) \cdot \epsilon_j \cdot \epsilon_k}_{p_{2,i}} \quad (i \neq j \neq k) \quad (5.20)$$

betragen. Dividiert man Gleichung 5.20 durch Gleichung 5.17, so erhält man für die Effizienz des Moduls  $i$ :

$$\epsilon_i = \frac{1}{1 + \overline{N_{tr2,i}} / \overline{N_{tr3}}} \quad (5.21)$$

Hierbei spielt es keine Rolle, ob nur Myonen eines Schauers oder alle Myonen einer längeren Zeitperiode (z.B. eines Experimentruns oder eines Tages) verwendet werden, solange die Effizienz als hinreichend konstant angenommen werden kann. Im letzteren Fall hat man natürlich kleinere statistische Fehler.

Bei der Berechnung des statistischen Fehlers für die Effizienzbestimmung muß man beachten, daß die Variablen  $N_{tr3}$  und  $N_{tr2}$  korreliert sind.

Der statistische Fehler ergibt sich aus

$$\sigma_{\epsilon_i} = \sqrt{\sigma_{N_{tr2,i}}^2 \left( \frac{\partial \epsilon_i}{\partial N_{tr2,i}} \right)^2 + \sigma_{N_{tr3}}^2 \left( \frac{\partial \epsilon_i}{\partial N_{tr3}} \right)^2 + 2 \cdot \text{cov}(N_{tr2,i}, N_{tr3}) \frac{\partial \epsilon_i}{\partial N_{tr2,i}} \cdot \frac{\partial \epsilon_i}{\partial N_{tr3}}} \quad (5.22)$$

Die Elemente der Kovarianzmatrix erhält man aus Gleichung 5.16:

$$\sigma_{N_{tr2,i}}^2 = \text{cov}(N_{tr2,i}, N_{tr2,i}) = N \cdot p_{2,i} (1 - p_{2,i}) = N_{tr2,i} \cdot (1 - p_{2,i}) \quad (5.23)$$

$$\sigma_{N_{tr3}}^2 = \text{cov}(N_{tr3}, N_{tr3}) = N \cdot p_3 (1 - p_3) = N_{tr3} \cdot (1 - p_3) \quad (5.24)$$

$$\text{cov}(N_{tr2,i}, N_{tr3}) = -N \cdot p_{2,i} \cdot p_3 = -N_{tr2,i} \cdot p_3 = -N_{tr3} \cdot p_{2,i} \quad (5.25)$$

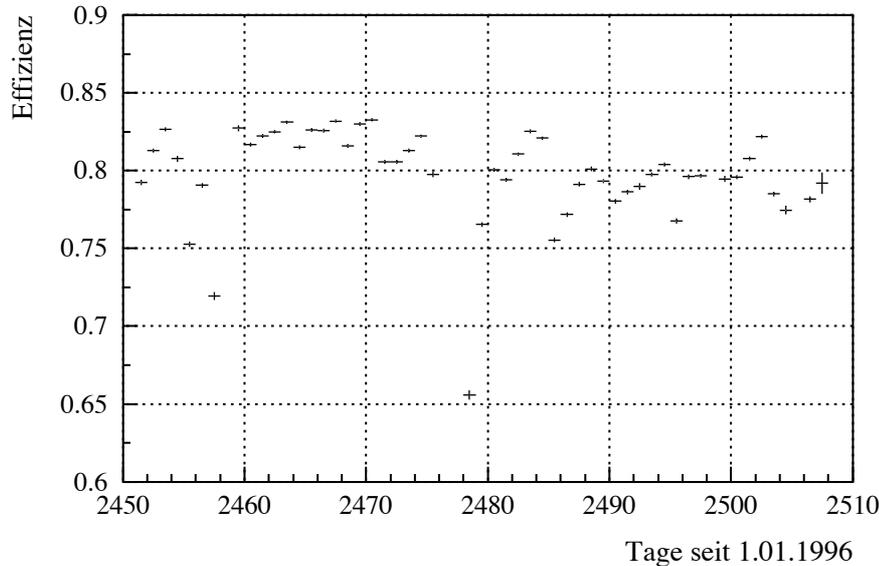


Abbildung 5.4: Über alle Türme des Myonspurdetektors gemittelte Effizienz der Module für den analysierten Zeitraum.

In Abbildung 5.4 ist die mittlere Effizienz eines Moduls des Myonspurdetektors für den analysierten Zeitraum dargestellt. Die Zweier- und Dreierspuren werden tageweise aufsummiert und die Effizienz berechnet. Bei allen Spuren wird überprüft, ob das Myon durch alle drei Module geflogen ist, um Gleichung 5.19 anwenden zu können. Der statistische Fehler ist als vertikaler Balken dargestellt. Auf der x-Achse sind die Tage seit dem 1. Januar 1996 aufgetragen.

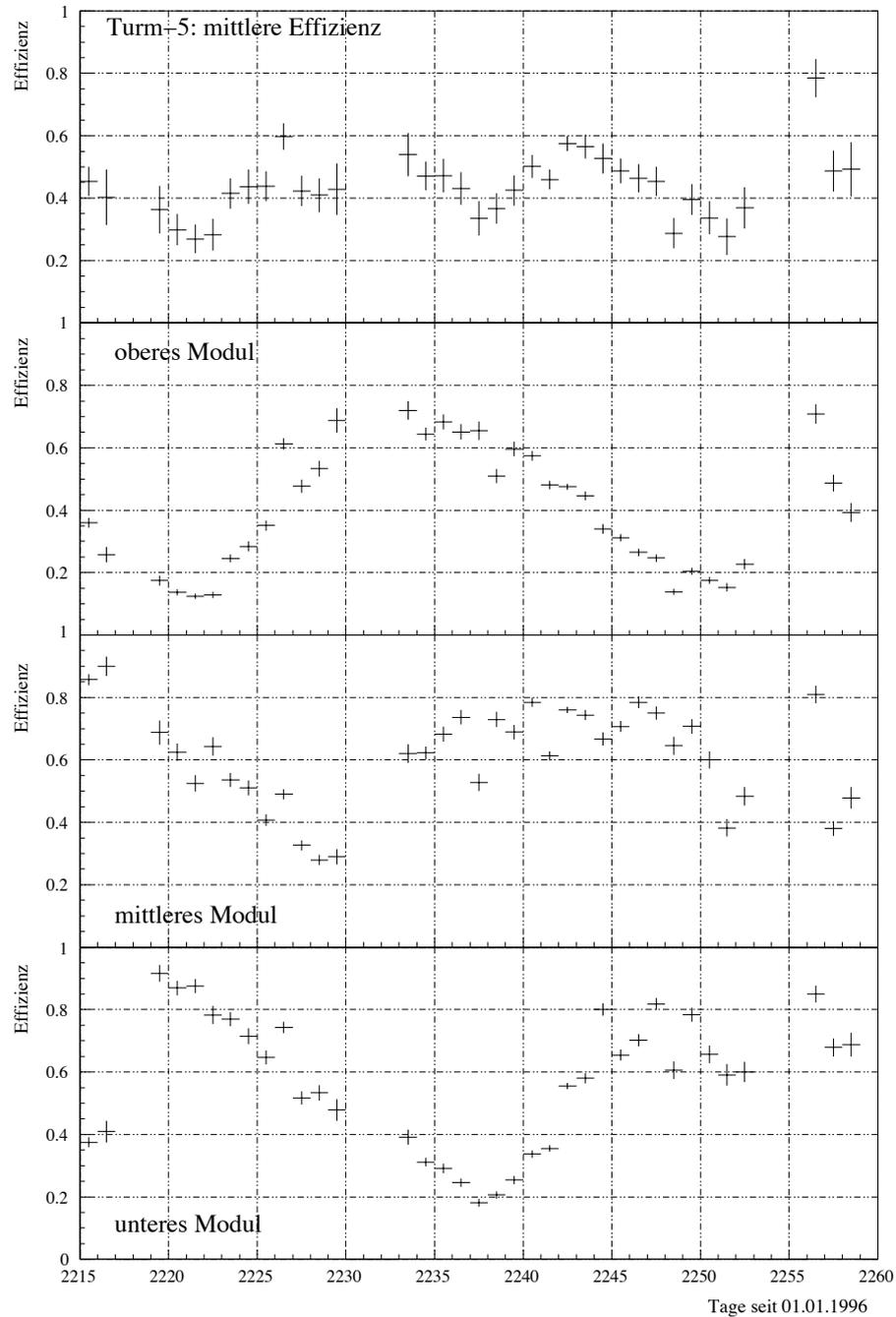


Abbildung 5.5: Effizienz eines Turmes des Myonspurdetektors für einen Zeitraum von 45 Tagen. Das oberste Bild zeigt die mittlere Effizienz des Turmes. Die drei Bilder darunter zeigen die Einzeleffizienzen der drei horizontalen Module.

Der Myonspurdetektor läuft in diesem Zeitraum recht stabil bei einer mittleren Moduleffizienz von 75% bis 85%. Die Änderungen in der Effizienz sind zum größten Teil durch die Schwankungen in der Gaszusammensetzung bedingt.

Für die Schaueranalyse muß jedoch die Effizienz aller Module getrennt bestimmt werden. Dies zeigt die Abbildung 5.5 deutlich. Das obere Teilbild zeigt die mittlere Effizienz von Turm 5 während eines Zeitraums von 45 Tagen, in dem die Gasflußmesser im Detektor nicht funktionierten, so daß die Gaszusammensetzung (ein Gemisch aus Argen, CO<sub>2</sub> und Isobutan) nicht konstant blieb. Die Teilbilder darunter zeigen die Einzeleffizienzen der drei Module in diesem Turm. Während die mittlere Effizienz relativ konstant bleibt, zeigen die einzelnen Module große Schwankungen. In diesem Bild wird auch der Fluß des Gases durch den Turm sichtbar. Die Gasmischung erreicht zuerst das obere Modul, wird dann weiter zum mittleren und schließlich zum unteren Modul geleitet. Das Gas benötigt ca. 20 Tage bis es alle vier Ebenen - die drei horizontalen Module und die senkrechte Wand - durchströmt hat.

Im Anhang A ist die Effizienz aller Türme und Module in dem analysierten Zeitraum dargestellt.

### 5.2.2 Zur Genauigkeit der Effizienzbestimmung

Die Bestimmung der Effizienz nach Gleichung 5.21 hat natürlich ihre Beschränkungen. Die Überlegungen, die zu dieser Gleichung führen, beruhen auf Annahmen, die hier nochmal zusammengefaßt sind:

1. Myonen werden in einem Modul mit der Wahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$  nachgewiesen.
2. Zweier und Dreierspuren werden nur durch Myonen verursacht.
3. Die Spuren werden immer rekonstruiert, d.h. die Hits, die ein Myon in den Modulen erzeugt, werden auch als zu einer Spur zugehörig erkannt.

Die erste Annahme ist die Definition der Nachweiseffizienz. Die zweite und insbesondere die dritte Annahme führen jedoch zu Problemen bei großen Teilchendichten.

Neben den Myonen fliegen auch andere Teilchen durch den Myonspurdetektor. Es sind vor allem in der Abschirmung des Detektors erzeugte Elektronen. Diese Teilchen können zu zusätzlichen Zweier- und Dreierspuren führen.

Weiterhin müssen Hits, die die Myonen in den Modulen erzeugen, als Spuren rekonstruiert werden. Während bei kleinen Dichten die Spuren problemlos rekonstruiert werden können, ergeben sich bei großen Dichten Probleme aus den Mehrdeutigkeiten in der Möglichkeit der Spurlegung, die durch die hohe Anzahl begleitender Teilchen und durch das Überlappen von Hits verursacht werden.

In Abbildung 5.6 ist die Abhängigkeit der Effizienz von der Myondichte exemplarisch anhand zweier Türme dargestellt. Die Dichte am Ort des jeweiligen Turmes wurde aus den rekonstruierten Daten des Detektorfeldes bestimmt. Man erkennt, daß sich die Effizienz bis ca.  $10^{-0.5} \approx 0.32$  Myonen pro Quadratmeter wenig ändert.

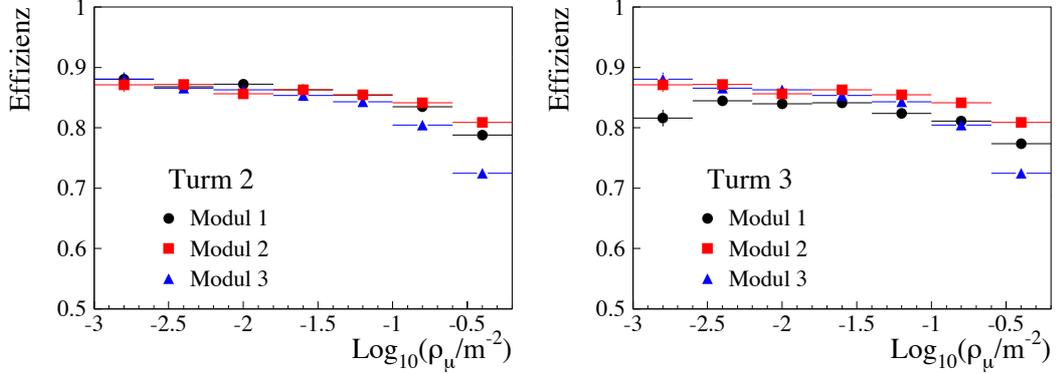


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Effizienz von der Dichte für zwei verschiedene Türme.

Bei höheren Dichten nimmt jedoch die so bestimmte Effizienz deutlich ab. Die Voraussetzungen für Gleichung 5.21 sind nicht mehr gegeben.

Es ergeben sich aus diesen Betrachtungen zwei Folgerungen für die Myonenzahlbestimmung:

1. Da der Einfluß des Algorithmus zur Spurensuche im Myonspurdetektor bei der Effizienzberechnung nicht berücksichtigt ist, ist die nach Gleichung 5.21 bestimmte Effizienz grundsätzlich mit einem systematischem Fehler behaftet.
2. Es besteht die Notwendigkeit einer Datenauswahl. Türme, an deren Ort eine große Teilchendichte vorherrscht, können für die Myonenzahl- und Effizienzberechnung nicht berücksichtigt werden. Dies wird im Abschnitt 6.1 genauer betrachtet.

Der Einfluß der Rekonstruktion auf die Effizienz sei hier am Beispiel eines senkrechten Schauers etwas genauer erläutert. Bei einem senkrechten Schauer mögen  $N$  Myonen durch einen Turm fliegen. Der Einfachheit halber seien die drei Moduleffizienzen gleich  $\epsilon$ . Ohne Berücksichtigung der Rekonstruktion erhält man im Mittel:

$$\overline{N_{tr3}} = N \cdot \epsilon^3$$

Dreierspuren und

$$\overline{N_{tr2}} = 3 \cdot N \cdot \epsilon^2 (1 - \epsilon)$$

Zweierspuren.

Will man die Rekonstruktionseffizienz der Spuren berücksichtigen, so kann man diese Gleichungen durch Terme  $p_{rec,2}$  und  $p_{rec,3}$  ergänzen, die die Wahrscheinlichkeit angeben, eine Zweier bzw. Dreierspur zu finden. Also erhält man:

$$\overline{N_{tr3}} = N \cdot \epsilon^3 \cdot p_{rec,3} \quad (5.26)$$

und

$$\overline{N_{tr2}} = N \cdot 3 \cdot \epsilon^2 (1 - \epsilon) \cdot p_{rec,2} \quad . \quad (5.27)$$

Damit ergibt sich für die Effizienz der Module

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{p_{rec,2}}{p_{rec,3}} \cdot \frac{\overline{N_{tr2}}}{3\overline{N_{tr3}}}} \quad (5.28)$$

Die Formeln 5.19 und 5.21 ergeben sich wenn  $p_{rec,2}$  und  $p_{rec,3}$  gleich sind, die Rekonstruktionsoftware also beide Arten von Spuren unter allen Bedingungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit findet. Dies zu überprüfen ist relativ einfach möglich. Wurde die Effizienz nach Gleichung 5.21 bestimmt, so kann man aus der Anzahl der Zweier- und Dreierspuren unabhängig voneinander die Dichte am Ort des Turmes berechnen und daraus die Myonenzahl bestimmen. Ist die Effizienz richtig bestimmt, so sollten beide Methoden das gleiche Ergebnis liefern.

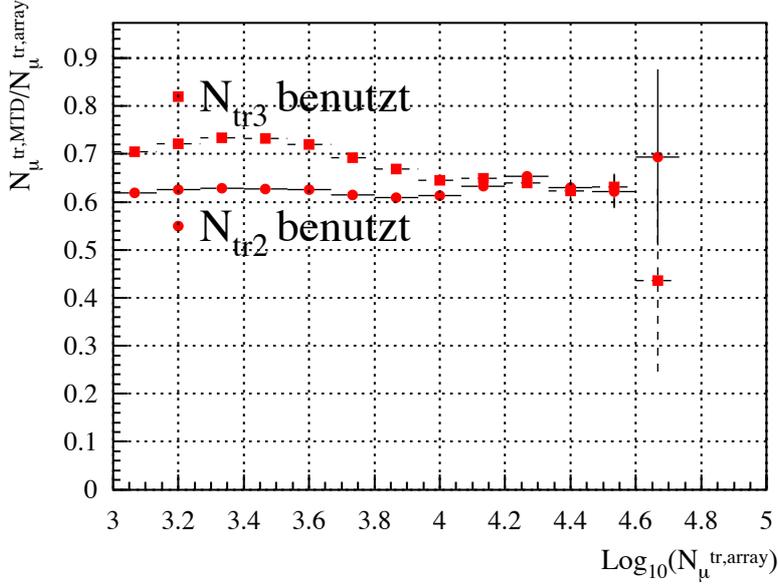


Abbildung 5.7: Das Verhältnis der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,MTD}$ , berechnet aus den Daten des Myonspurdetektors und der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$ , berechnet aus den Daten des Detektorfeldes, in Abhängigkeit vom Logarithmus der Myonenzahl vom Detektorfeld. Bei der durchgezogenen Linie wurden Dreierspuren verwendet, bei der gestrichelten die Zweierspuren.

In Abbildung 5.7 werden die Ergebnisse beider Methoden verglichen. Auf der Abszisse ist der Logarithmus der Myonenzahl aus den Daten des Detektorfeldes  $\lg N_{\mu}^{tr,array}$  aufgetragen. Auf der Ordinate ist das Verhältnis der Myonenzahlen aus den Daten des Myonspurdetektors und des Detektorfeldes eingezeichnet. Bei den durchgezogenen Linien wurden die Dreierspuren zur Berechnung der Myonenzahl benutzt, bei den gestrichelten Linien die Zweierspuren. Dabei wurde die gleiche

Auswahl der Daten vorgenommen, wie sie bei der abschließenden Analyse der Myonenzahl verwendet wird (Kapitel 6.1). Man sieht, daß unter Verwendung der Dreierspuren bis zu 10 % größere Myonenzahlen rekonstruiert werden als unter Verwendung der Zweierspuren. Dies bedeutet, daß Dreierspuren besser als Zweierspuren rekonstruiert werden. Diese Tatsache wird verständlich, wenn man das Vorgehen bei der Rekonstruktion der Spuren betrachtet. Der Spuren-Rekonstruktionsalgorithmus versucht im ersten Schritt aus den Hits in den einzelnen Modulen Dreierspuren zu rekonstruieren. Erst im zweiten Schritt werden aus den noch verbliebenen Hits Zweierspuren rekonstruiert.

Unter der Annahme, daß das Detektorfeld die tatsächliche Myonenzahl rekonstruiert und die Nachweiseffizienz der einzelnen Module richtig bestimmt wurde, könnte man aus diesem Bild  $p_{rec,3} \approx 0.7$  und  $p_{rec,2} \approx 0.6$  ablesen.

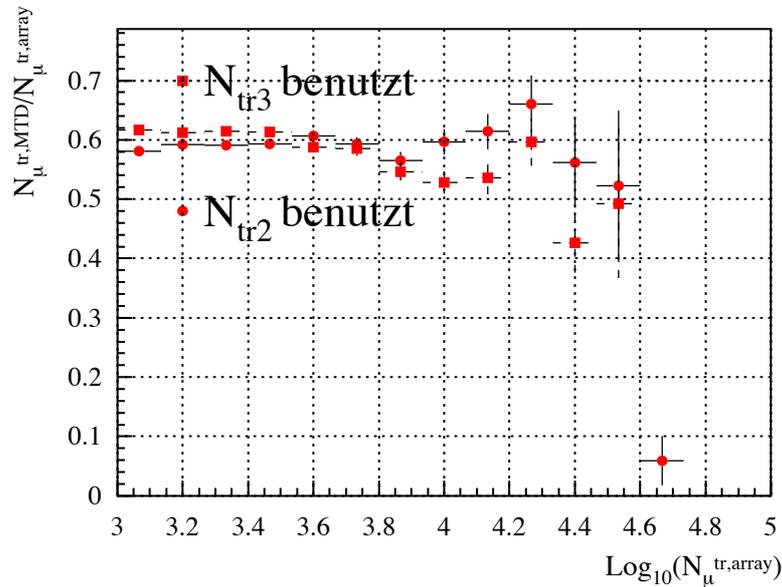


Abbildung 5.8: Das Verhältnis der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,MTD}$ , berechnet aus den Daten des Myonspurdetektors und der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$ , berechnet aus den Daten des Detektorfeldes, in Abhängigkeit vom Logarithmus der Myonenzahl vom Detektorfeld. Die Nachweiseffizienz wurde um 3 % erhöht.

Umgekehrt ist es möglich, den Fehler in der Bestimmung der Nachweiseffizienz abzuschätzen, wenn man annimmt, daß  $p_{rec,3} = p_{rec,2}$  ist, und daß der Unterschied durch eine falsch bestimmte Nachweiseffizienz verursacht wird. In Abbildung 5.8 wurde die Nachweiseffizienz nach ihrer Bestimmung um 3 % vergrößert. Man erkennt, daß beide Kurven im Bereich bis  $\log_{10} N_{\mu}^{tr,array} \approx 3.9$  fast übereinander liegen. Dies würde bedeuten, daß die Nachweiseffizienz um 3 % zu klein bestimmt wurde.

In der Wirklichkeit wird es sich um eine Überlagerung beider Effekte handeln. Die bestimmte Nachweiseffizienz ist mit einem Fehler behaftet und die Dreierspuren werden etwas besser als die Zweierspuren rekonstruiert. Wahrscheinlich dominiert

jedoch der zweite Effekt.

### 5.2.3 Anwendung der Effizienzinformation

Wurde die Effizienz für einen bestimmten Zeitraum bestimmt, so kann man aus der Anzahl der Dreier- und/oder Zweierspuren die Myondichte am Ort eines Turmes des Myonspurdetektors für einen gegebenen Luftschauer berechnen. Es gibt dazu zwei unterschiedliche Möglichkeiten.

1. Da die Häufigkeitsverteilungen der Zweier- und Dreierspuren der Multinomialverteilung folgen, kann man die Zahl, der durch den Turm geflogenen Myonen, durch Maximierung dieser Wahrscheinlichkeit bestimmen.
2. Umrechnung der Anzahl der nachgewiesenen Spuren durch Benutzung von effizienzabhängigen Korrekturfaktoren.  $N = k_{2/3} \cdot N_{tr2/3}$

Bei der ersten Möglichkeit geht man folgendermaßen vor: aus der bekannten Effizienz der Module eines Turmes berechnet man die Wahrscheinlichkeit eine Zweier- bzw. eine Dreierspur in diesem Turm zu erhalten, also  $p_2$  bzw.  $p_3$ . Die Wahrscheinlichkeit, daß das Myon in keinem oder nur in einem Modul registriert wird ist dann durch  $p_{0,1} = 1 - p_3 - p_2$  gegeben. Nimmt man an, daß  $N$  Myonen durch den Turm flogen und bei dem Ereignis  $N_{tr2}$  Zweier- und  $N_{tr3}$  Dreierspuren gemessen wurden, so wurden dabei  $N_{0,1} = N - N_{tr2} - N_{tr3}$  Myonen in keinem oder nur einem Modul nachgewiesen. Für diesen Variablensatz kann man die Wahrscheinlichkeit  $P(N_{0,1}, N_{tr2}, N_{tr3}|N)$  nach Gleichung 5.13 berechnen. Für alle möglichen Teilchenzahlen  $N$  wird diese Wahrscheinlichkeit berechnet und das  $N$ , für welches  $P$  am größten, bestimmt.

Diese Methode hat jedoch den Nachteil, daß man die Wahrscheinlichkeit für alle möglichen  $N$  und jeden einzelnen Schauer berechnen muß. Dies kann man umgehen, indem man für jeden Turm in einer Matrix das Ergebnis speichert, so daß der Eintrag in der Spalte  $k$  und der Zeile  $l$  die wahrscheinlichste Myonenzahl bei  $k$  Zweier- und  $l$  Dreierspuren beinhaltet. Diese Matrizen können über einen Zeitraum benutzt werden, in dem die Effizienz der Module als konstant angenommen werden kann.

Zur Benutzung von Korrekturfaktoren werden die Gleichungen 5.17 und 5.18 nach der Dichte aufgelöst. Die Dichte läßt sich aus den Dreierspuren, aus den Zweierspuren oder aus der Summe der beiden berechnen:

$$\rho_3 = \frac{N_{tr3}}{A_3 \cdot p_3} \quad (5.29)$$

$$\rho_2 = \frac{N_{tr2}}{A_2 \cdot (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 + \epsilon_2 \cdot \epsilon_3) + A_3 \cdot p_2} \quad (5.30)$$

$$\rho_{23} = \frac{N_{tr3} + N_{tr2}}{A_2 \cdot (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 + \epsilon_2 \cdot \epsilon_3) + A_3 (p_3 + p_2)} \quad (5.31)$$

In Abbildung 5.9 sind die Korrekturfaktoren für den Fall aufgetragen, daß alle Module des Turmes die gleiche Effizienz haben und die Myonen senkrecht auf den Detektor auftreffen. Das linke Bild zeigt den Faktor bei der Benutzung der Dreierspuren, das rechte bei der Benutzung der Summe der Zweier- und Dreierspuren. Man erkennt, daß es von Vorteil ist, die Summe aller Spuren zu benutzen. Der dazugehörige Korrekturfaktor ist kleiner und hängt weniger stark von der Effizienz ab. Da die bestimmte Effizienz mit einem Fehler behaftet ist, wirkt sich dieser auf die Dichtebestimmung in diesem Fall weniger aus, als bei der Benutzung der Dreierspuren allein.

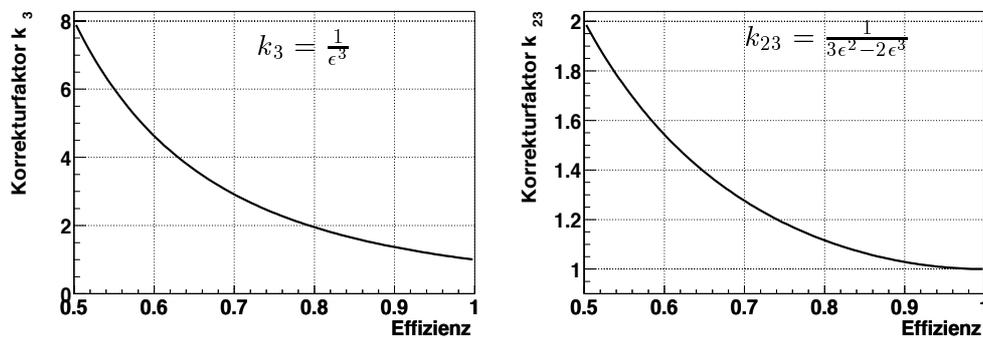


Abbildung 5.9: Die Korrekturfaktoren in Abhängigkeit von der Moduleffizienz für senkrechte Schauer und für den Fall, daß alle drei Module die gleiche Effizienz haben. Links ist der Korrekturfaktor für die Berechnung der Dichte aus den Dreierspuren, rechts aus der Summe der Dreier- und Zweierspuren dargestellt.

Um die verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung der Dichte am Ort des Turmes zu untersuchen, wurde eine Monte-Carlo Simulation geschrieben<sup>3</sup>. Die Eingabeparameter des Programmes sind:

- Anzahl der zu simulierenden Ereignisse,
- Dichte  $\rho$  am Ort der Turmes,
- Effizienz der drei Module  $\epsilon_i$ ,
- Fläche des Überlapps dreier Module  $A_3$ ,
- Fläche des Überlapps genau zweier Module  $A_2$ .

Im ersten Schritt wird aus der Dichte und den Flächen die Anzahl der durch drei bzw. zwei Module fliegenden Myonen berechnet. Jedes dieser Myonen erzeugt mit der Wahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$  einen Hit im Modul  $i$ . Man erhält damit eine Verteilung

<sup>3</sup>Wenn in diesem Abschnitt 5.2.3 die Rede von Simulationen ist, so ist damit immer dieses Programm gemeint und nicht CORSIKA.

Zweier- und Dreierspuren. Durch eine Wahl von  $A_2 \neq 0$  ist es auch möglich, geneigte "Schauer" zu simulieren.

Im zweiten Schritt wird aus den Zweier- und Dreierspuren die Dichte mit Hilfe der angesprochenen Methoden rekonstruiert.

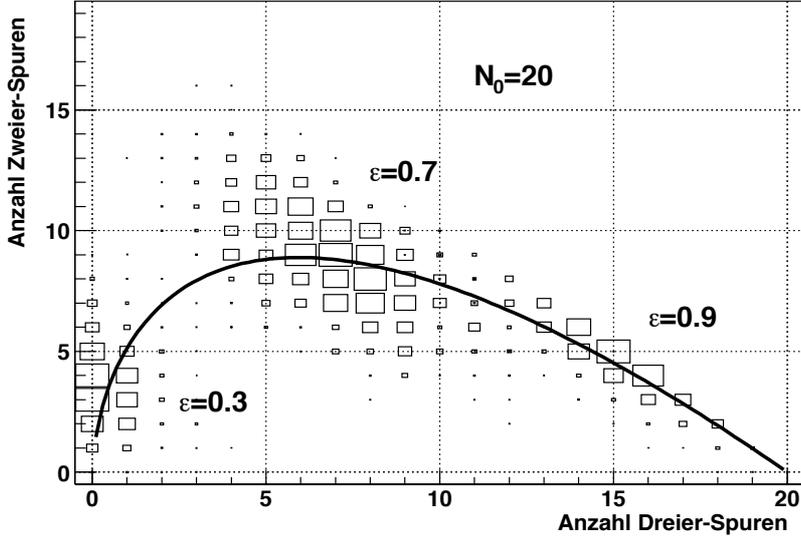


Abbildung 5.10: Simulierte Verteilung der Zweier- und Dreierspuren bei drei verschiedenen Moduleffizienzen ( $\epsilon = 0.3, 0.7, 0.9$ ). Es wurden pro Effizienz 1000 Ereignisse mit jeweils 20 Myonen simuliert. Die durchgezogene Linie zeigt die erwarteten Mittelwerte  $\bar{N}_{tr2}$  und  $\bar{N}_{tr3}$  in Abhängigkeit von der Effizienz.

Ein Beispiel für die so erhaltenen Kombinationen von Zweier- und Dreierspuren ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Für drei verschiedene Effizienzen ( $\epsilon = 0.3, 0.7, 0.9$ ), wobei die Effizienz aller drei Module gleich groß gewählt wurde, wurde der Durchgang von 20 Myonen durch einen Turm jeweils 1000 mal simuliert. Es handelt sich dabei um senkrecht auf den Detektor auftreffende Myonen. Die Fläche des eingezeichneten Rechtecks ist proportional der Häufigkeit für das Auftreten einer bestimmten Variablenkombination.

Als durchgezogene Linie ist die Kombinationen der erwarteten Mittelwerte eingezeichnet. Man erhält sie aus den Gleichungen 5.29 und 5.30, indem man die Effizienz eliminiert. Es ergibt sich:

$$\bar{N}_{tr2} = 3N \left( \frac{\bar{N}_{ntr3}}{N} \right)^{2/3} - 3\bar{N}_{ntr3} \quad . \quad (5.32)$$

Wie man erkennt, geht diese Linie durch die Variablenkombinationen, die am häufigsten vorkommen.

Zu diesem und den folgenden Bildern ist zu sagen, daß der Durchgang von 20 Myonen durch einen Turm ein sehr seltenes Ereignis darstellt. Es entspricht einem

Schauer mit ca.  $10^{17}$  eV in 100 m Entfernung vom Schauerzentrum. Die meisten Schauer sind kleiner, und durch einen Turm fliegen deutlich weniger Myonen. Die Beispiele mit großen Myondichten eignen sich jedoch besser zur Illustration der Zusammenhänge.

Die Ergebnisse der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden werden in Abbildung 5.11 verglichen. Da es sich ohnehin um senkrechte "Schauer" handelt, wurde anstatt der Myondichte die Anzahl der Myonen, die den Turm durchquerten, vorgegeben und aus den Zweier- und Dreierspuren wieder rekonstruiert. Es wurde 1000 mal der Durchgang von 20 Myonen simuliert. Die gewählte Effizienz der Module beträgt  $\epsilon = 0.7$ . In den oberen zwei Teilbildern wurden Korrekturfaktoren angewendet, wobei im obersten Teilbild nur Dreierspuren und im mittleren Zweier- und Dreierspuren benutzt wurden. Beim unteren Teilbild wurde als Ergebnis die Myonenzahl genommen, für welche die Multinomialwahrscheinlichkeit am größten war.

Im oberen Bild sieht man, daß der Mittelwert der rekonstruierten Myonenzahl gleich der vorgegebenen Myonenzahl ist. Dies gilt auch für das zweite Bild, wo die Differenz kleiner als der Fehler des Mittelwerts  $\sigma_{mean} = 0.07$  ist<sup>4</sup>. Im unteren Bild, also bei der Benutzung der Multinomialverteilung, weichen jedoch beide Größen um  $\Delta N_\mu = 0.49$  ab, wobei der Fehler des Mittelwerts  $\sigma_{mean} = 0.07$  beträgt. Dies ist eine Folge davon, daß die Multinomialverteilung für ganze Zahlen definiert ist, und somit auch immer ganze Zahlen rekonstruiert werden.

Der Unterschied in den Breiten der Verteilungen bei der Benutzung der Korrekturfaktoren folgt aus der Multinomialstatistik. Für jede Klasse von Ereignissen, die mit der Wahrscheinlichkeit  $p$  auftreten, ist die Varianz (Gleichung 5.16) gleich:

$$V = \sigma^2 = Np(1-p) \quad . \quad (5.33)$$

In unserem Fall ist die Zahl der den Turm durchquerenden Myonen  $N = 20$ . Bei der Rekonstruktion wird die Anzahl der Spuren mit dem Korrekturfaktor  $1/p$  multipliziert. Dadurch erhält man für die Breite der Verteilung der rekonstruierten Myonenzahlen:

$$\sigma_{rec} = \sqrt{N \frac{(1-p)}{p}} \quad . \quad (5.34)$$

Benutzt man nur Dreierspuren zur Rekonstruktion so ist  $p = \epsilon^3$ , und man erwartet bei  $N = 20$  Myonen und der Effizienz  $\epsilon = 0.7$  eine Breite von  $\sigma_{rec} = 6.19$ . Für den Fall, daß Zweier- und Dreierspuren benutzt werden erhält man mit  $p = 3\epsilon^2 - 2\epsilon^3$   $\sigma_{rec} = 2.36$ .

Vergleicht man die beiden letzten Bilder, so stellt man fest, daß die Verteilungen sehr ähnlich aussehen. Beim letzten Bild sind die Einträge lediglich zur nächsten ganzen Zahl verschoben. Ursache dafür ist, daß bei der Maximierung der Multinomialwahrscheinlichkeit nur ganze Zahlen rekonstruiert werden. Dies ist auch der

<sup>4</sup>Es ist:  $\sigma_{mean} = RMS/\sqrt{N_{entries} - 1}$ , wobei  $RMS$  die Breite der Verteilung und  $N_{entries}$  die Anzahl der Einträge im Histogramm ist.

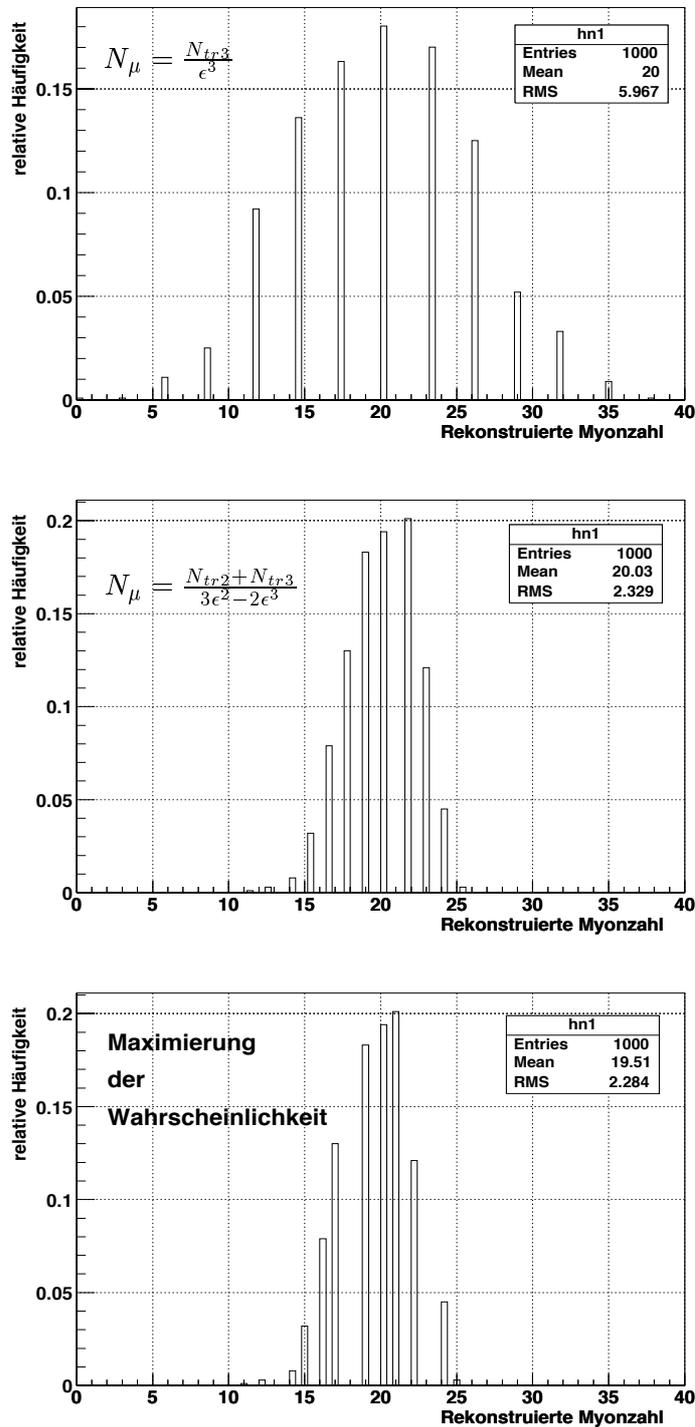


Abbildung 5.11: Vergleich der Ergebnisse von drei verschiedenen Methoden zur Dichteberechnung am Ort eines Turmes. Simuliert wurden 1000 Ereignisse mit je 20 Myonen bei einer Moduleffizienz von  $\epsilon = 0.7$ . Bei den zwei oberen Bildern wurden Korrekturfaktoren benutzt, bei dem unteren Bild die Myonenzahl über das Maximum der entsprechenden Multinomialwahrscheinlichkeit bestimmt.

Grund dafür, daß es Zahlen gibt, wie z.B. 18, die als rekonstruierte Myonenzahl bei der letzten Methode nicht vorkommen. Fordert man bei der Benutzung der Korrekturfaktoren die Rekonstruktion von natürlichen Zahlen, so erhält man mit beiden Methoden gleiche Ergebnisse.

Die Ähnlichkeit beider Verteilungen wird verständlich, wenn man die Multinomialwahrscheinlichkeit für verschiedene Kombinationen von Zweier- und Dreierspuren als Funktion der Zahl der Myonen, die den Turm durchquerten, betrachtet. In Abbildung 5.12 wird der Logarithmus der Wahrscheinlichkeit als Funktion der Gesamtzahl der Myonen dargestellt, wobei im oberen Bild die Summe der Zahl der Zweier- und Dreierspuren konstant gehalten wird. Man erkennt, daß die Wahrscheinlichkeit sich zwar ändert, daß aber das Maximum an der gleichen Stelle liegt. Somit ist die rekonstruierte Myonenzahl nur von der Summe der Zweier- und Dreierspuren abhängig, was auch bei Anwendung der Korrekturfaktoren in der Abbildung 5.11-Mitte der Fall ist.

Im unteren Bild der Abbildung 5.12 ist die Wahrscheinlichkeit für Kombinationen von Zweier- und Dreierspuren eingezeichnet, deren Summe sich um den Wert 1 unterscheidet. Für die durchgezogenen Linien wurden die Werte zwischen den ganzen Zahlen durch Polynome interpoliert. Man sieht, daß das Maximum der Wahrscheinlichkeit zwischen den ganzen Zahlen liegt. Für die Kombination  $N_{tr2} = 9$  und  $N_{tr3} = 5$  liegt es bei ca.  $N = 17.4$ , dagegen für  $N_{tr2} = 9$  und  $N_{tr3} = 6$  bei ca.  $N = 18.6$ . Da die Multinomialwahrscheinlichkeit nur für ganze Zahlen definiert ist, wird immer die Zahl rekonstruiert, bei der diese am größten ist. In den drei eingezeichneten Beispielen sind es die Zahlen  $N = 17, 19$  und  $20$ . Die Zahl  $18$  wurde übersprungen.

Eine Möglichkeit diese Methode zu erweitern, wäre mit Hilfe der Gamma-Funktion die Multinomialwahrscheinlichkeit auf nicht ganze Zahlen zu verallgemeinern [8]. Diese Idee wurde jedoch nicht weiter verfolgt, da man bei der Benutzung der Korrekturfaktoren auf die Zweier- und Dreierspuren einfach und schnell zu gleich guten Ergebnissen kommt.

Für die Rekonstruktion der Dichte der Myonen am Ort eines Turmes wird die Summe der Zweier- und Dreierspuren benutzt und die Dichte nach der Gleichung 5.31 berechnet. Der statistische Fehler dieser Methode ergibt sich aus Gleichung 5.34, wenn man die tatsächliche Myonenzahl durch die rekonstruierte annähert:

$$\frac{\sigma_{rec}}{N_{rec}} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{rec}}} \quad . \quad (5.35)$$

In Abbildung 5.13 ist der statistische Fehler als Funktion der Moduleffizienz beim Durchgang von 10 sowie von nur einem Myon durch einen Turm dargestellt. Die Myonen trafen senkrecht auf den Detektor. Jeder Eintrag wurde 1000 mal simuliert. Die durchgezogene Linie stellt den nach Gl. 5.35 erwarteten Fehler dar. Beim Durchgang von einem Myon und einer Effizienz  $\epsilon = 0.6$  beträgt der statistische Fehler bereits 80%. Der systematische Fehler für die gleichen Simulationen ist in der Abbildung

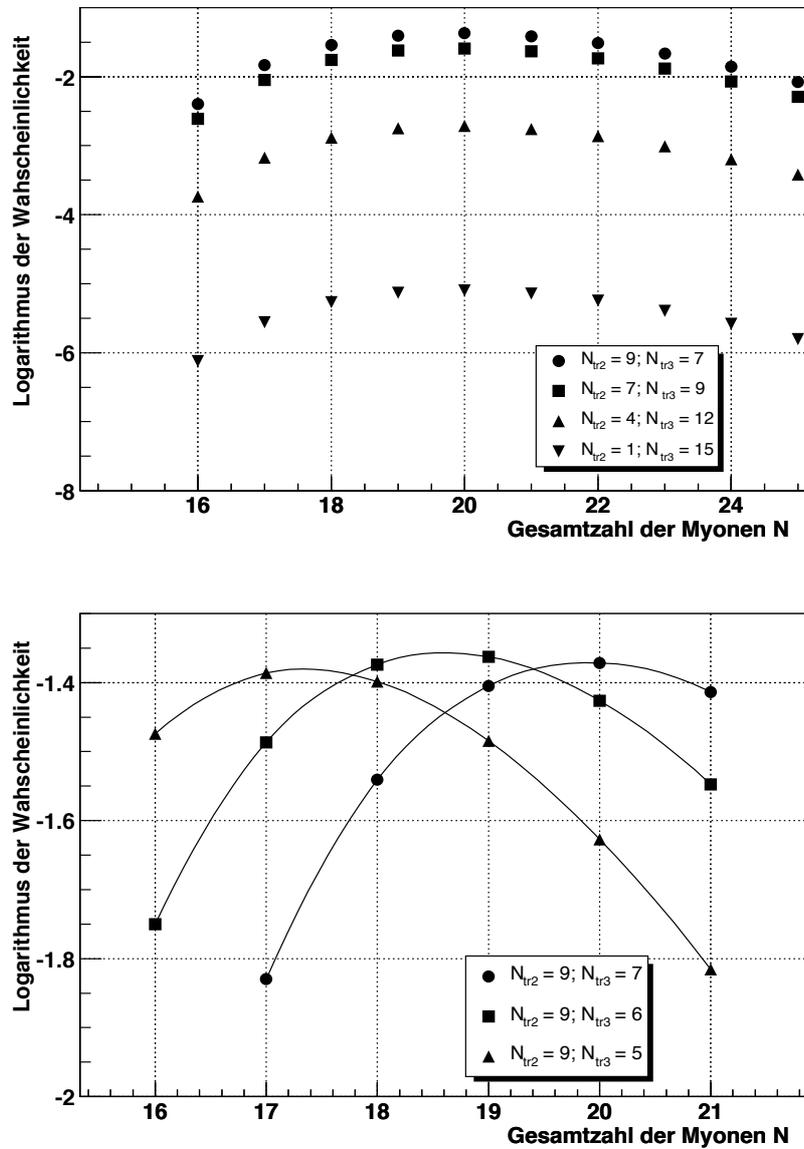


Abbildung 5.12: Logarithmus der Wahrscheinlichkeit der Multinomialverteilung  $\ln P(N_{tr2}, N_{tr3} | N, \epsilon)$  als Funktion der angenommenen Myonenzahl  $N$  bei gegebener Anzahl von Zweier- und Dreierspuren. Die Moduleffizienz betrug  $\epsilon = 0.7$ .

5.14 zeigt. Die Balken an den einzelnen Punkten markieren den Fehler des Mittelwerts. Man sieht, daß der systematische Fehler dieser Rekonstruktionsmethode im Rahmen der Statistik gleich Null ist.

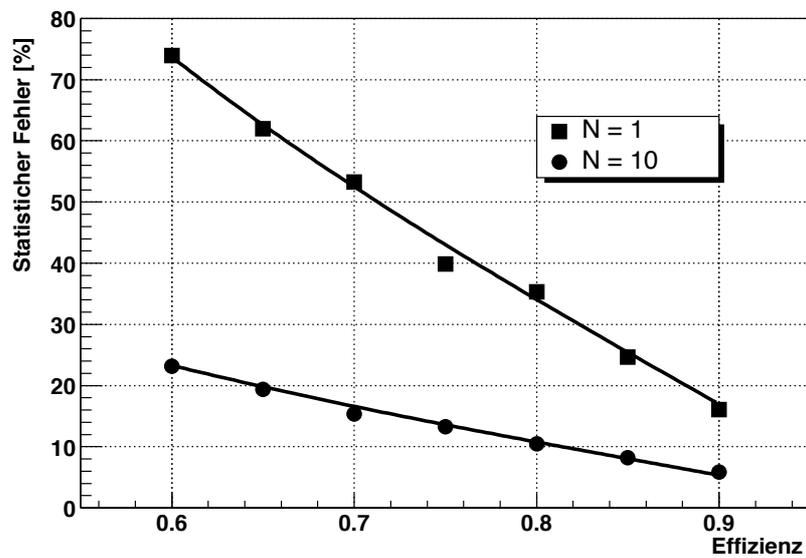


Abbildung 5.13: Statistischer Fehler der Rekonstruktion der Dichte am Ort eines Turmes in Abhängigkeit von der Moduleffizienz beim Durchgang von 1 und 10 Myonen durch einen Turm. Die durchgezogene Linie entspricht den statistischen Fehler, den man aus der Multinomialstatistik erwartet.

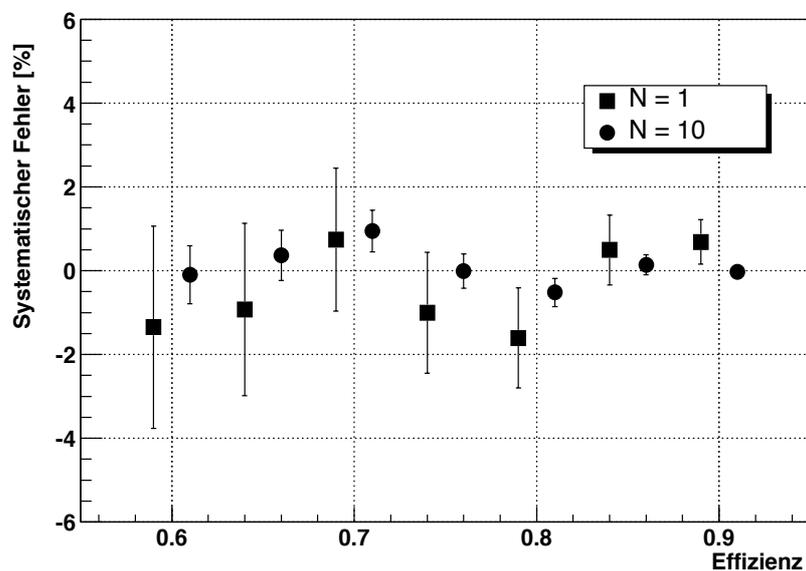


Abbildung 5.14: Systematischer Fehler der Rekonstruktion der Dichte am Ort eines Turmes in Abhängigkeit von der Moduleffizienz beim Durchgang von 1 und 10 Myonen durch einen Turm. Die Balken markieren den Fehler des Mittelwerts.

### 5.3 Energieschwelle

Beim Vergleich der Dichten der Myonen aus den Daten des Detektorfeldes und des Myonspurdetektors, ist es wichtig, die unterschiedliche Bauweise der Detektoren zu berücksichtigen. Während ein Felddetektor die Anzahl der Myonen aus der Amplitude in einer Szintillatorplatte unter einer Eisen-Blei Abschirmung ableitet, werden im Myonspurdetektor die Spuren unter einer Eisen-Sand Abschirmung ausgewertet. Dies macht sich in der Energie bemerkbar, die die Myonen mindestens haben müssen, um im Detektor nachgewiesen zu werden. Diese Energieschwelle beträgt beim Detektorfeld  $E_{\mu,array} = 230 \text{ MeV}$ , beim Myonspurdetektor sind es  $E_{\mu,MTD} = 800 \text{ MeV}$ . Da auch der Zentraldetektor Komponenten zum Nachweis von Myonen besitzt, welche wiederum andere Energieschwellen haben, wird bei KASCADE die Myonenzahl auf eine Energieschwelle von  $E_{schwelle} = 100 \text{ MeV}$  bezogen. Diese Energie spielt in dem Simulationsprogramm CORSIKA eine Rolle. Myonen, deren Energie unter  $100 \text{ MeV}$  fällt, werden in den Simulationen nicht mehr weiter verfolgt, da die Energieschwellen aller Myondetektoren in KASCADE oberhalb dieser Energie liegen. Hinzu kommt, daß der größte Teil dieser Myonen den Erdboden nicht erreicht.

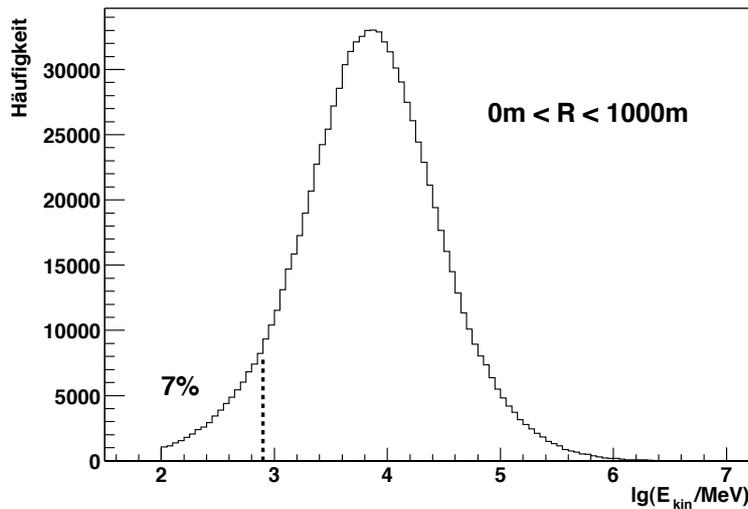


Abbildung 5.15: Verteilung der kinetischen Energie aller auf dem Erdboden ankommenden Myonen. Es wurde ein Protonenschauer mit  $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$  und  $\theta = 22^\circ$  simuliert.

In Abbildung 5.15 ist die Verteilung der kinetische Energie von Myonen in einem simulierten Protonenschauer der Primärenergie  $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$  und einem Zenitwinkel von  $22^\circ$  dargestellt. Gezählt wurden alle Myonen mit einer Entfernung zum Schauerzentrum zwischen  $0 \text{ m}$  und  $1000 \text{ m}$ . Ca.  $7\%$  der Myonen haben eine Energie unterhalb von  $800 \text{ MeV}$ . Deutlich zu erkennen ist der Schnitt in den Simulationen bei  $100 \text{ MeV}$ . Die niederenergetischen Myonen erreichen das Beobachtungsniveau nicht.

Betrachtet man die Verteilung der kinetischen Energie der Myonen bei verschiedenen Entfernungen zum Schauerzentrum (Abb. 5.16), so erkennt man, daß sich die Verteilung mit steigender Entfernung zu Myonen mit kleineren Energien verschiebt.

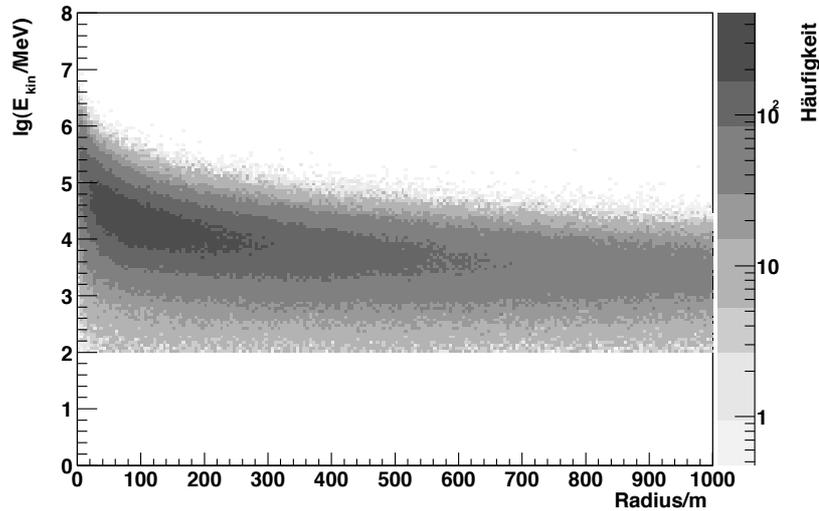


Abbildung 5.16: Verteilung der kinetischen Energie der auf dem Erdboden ankommenden Myonen in Abhängigkeit von der Entfernung zum Schauerzentrum. Es wurde ein Protonenschauer mit  $E_0 = 10^{15}$  eV und  $\theta = 22^\circ$  simuliert.

Um eine geeignete Methode zur Korrektur der Energieschwelle des Myonspurdetektors von  $E_{MTD} = 800$  MeV auf  $E_{CORSIKA} = 100$  MeV zu finden, wurde das Verhältnis der Anzahl der Myonen mit Energien oberhalb  $E_{MTD}$  zur Anzahl der Myonen mit  $E_\mu > E_{CORSIKA}$  in Abhängigkeit der Entfernung zum Schauerzentrum für simulierte proton- und eiseninduzierte Schauer untersucht.

In Abbildung 5.17 ist dieses Verhältnis für Schauer mit verschiedenen Primärenergien dargestellt. Der Zenitwinkel beträgt für alle Schauer  $22^\circ$ . Die Fehlerbalken wurden mit Hilfe der Binomialstatistik berechnet. Zwischen den Histogrammen für eisen- und protoninduzierte Schauer ist der Mittelwert aus beiden eingezeichnet.

Unabhängig von der Energie und der Entfernung zum Schauerzentrum liegen eiseninduzierte Schauer oberhalb von protoninduzierten Schauern, d.h. der Anteil der Myonen mit Energien unterhalb von  $E_{MTD} = 800$  MeV ist bei Eisen kleiner. In Abschnitt 3.5 wurde gezeigt, daß Eisenkerne Myonen in größerer Zahl und in größerer Höhe produzieren als Protonen. Die erzeugten Myonen haben bei Eisen im Mittel kleinere Energien, sie zerfallen jedoch, wegen des Effektes der Zeitdilatation und der größeren Entstehungshöhe schneller als hochenergetische Myonen, so daß am Erdboden die Spektren härter sind.

Die unterschiedliche Entstehungshöhe ist auch dafür verantwortlich, daß mit steigender Primärenergie der Anteil der niederenergetischen Myonen am Erdboden zu-

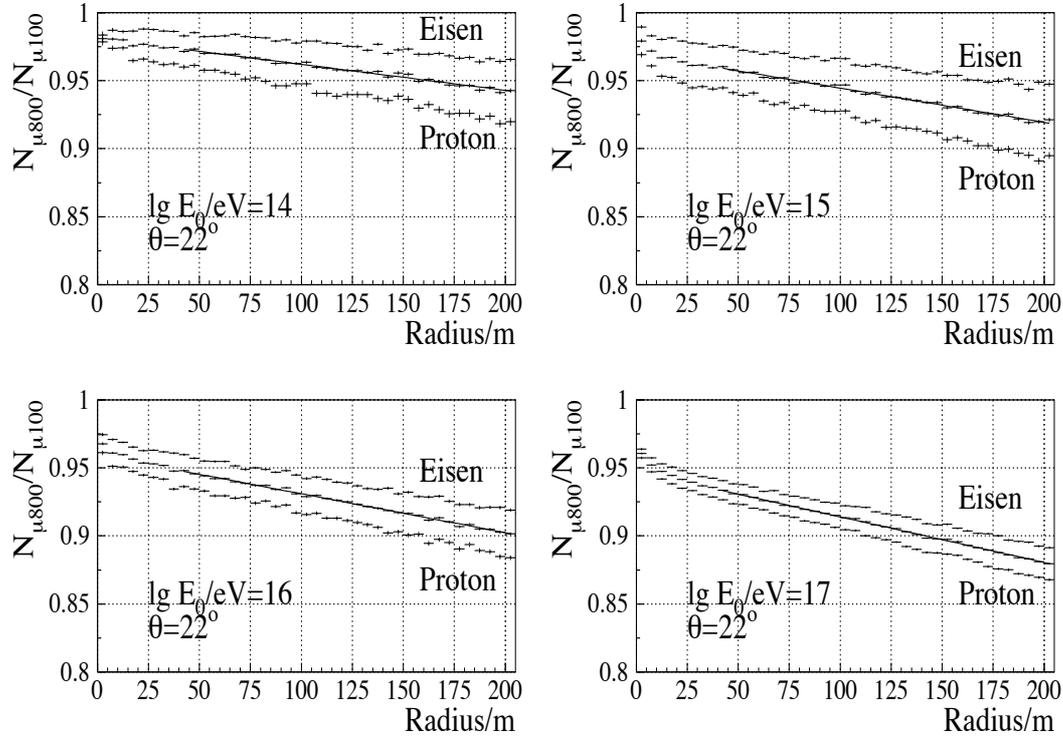


Abbildung 5.17: Das Verhältnis der Anzahl der Myonen mit kinetischen Energien  $E_{kin} > 800 \text{ MeV}$  zur Anzahl der Myonen mit  $E_{kin} > 100 \text{ MeV}$  für simulierte proton- und eiseninduzierte Schauer unterschiedlicher Primärenergien. Der Mittelwert zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern ist auch eingezeichnet und durch eine Gerade angepaßt.

nimmt. Teilchen mit größeren Primärenergien dringen tiefer in die Erdatmosphäre ein, wodurch mehr Myonen als bei Schauern mit kleineren Primärenergien den Erdboden erreichen. Wegen der Zeitdilatation wirkt sich dies auf niederenergetische Myonen stärker aus als auf hochenergetische.

In Abbildung 5.18 sind simulierte Schauer gleicher Primärenergie jedoch mit unterschiedlichen Zenitwinkeln dargestellt. Mit steigendem Zenitwinkel nimmt die Wegstrecke der Myonen zu, wodurch mehr Myonen zerfallen. Da die Myonen mit kleinen Energien wiederum schneller zerfallen als die mit größeren Energien, verschiebt sich das Verhältnis zu hochenergetischen Myonen.

Unabhängig von Primärteilchen, Primärenergie und Zenitwinkel, lassen sich die Mittelwerte der Daten durch eine Gerade beschreiben.

$$\frac{N_{\mu(E_{kin} > 800 \text{ MeV})}}{N_{\mu(E_{kin} > 100 \text{ MeV})}} = b(E_0, \theta) + m(E_0, \theta) \cdot r \quad (5.36)$$

Beim Anpassen der Parameter der Geraden an die Datenpunkte mit der Metho-

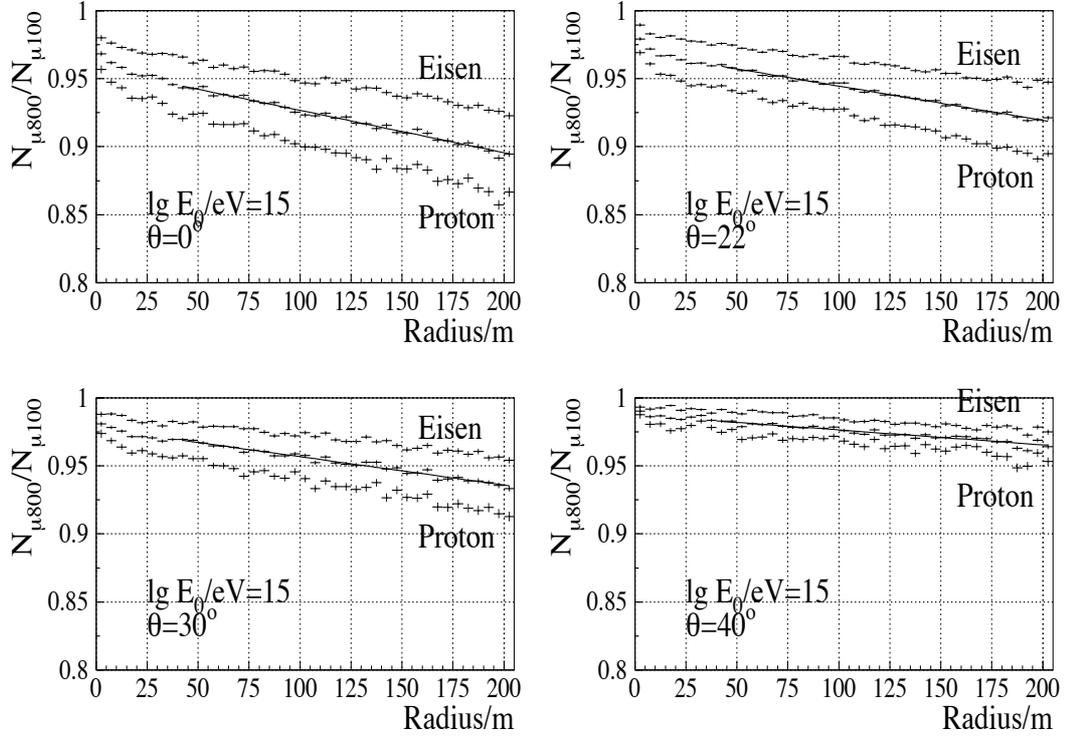


Abbildung 5.18: Das Verhältnis der Anzahl der Myonen mit kinetischen Energien  $E_{kin} > 800 \text{ MeV}$  zur Anzahl der Myonen mit  $E_{kin} > 100 \text{ MeV}$  für simulierte proton- und eiseninduzierte Schauer bei gleicher Primärenergie aber unterschiedlichen Zenitwinkeln. Der Mittelwert zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern ist eingezeichnet und durch eine Gerade angepaßt.

de der kleinsten Quadrate, erhält man ein  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad  $\approx 1$ . Da die Art des Primärteilchens bei wirklichen Schauern nicht bekannt ist, wurde eine lineare Regression an den Mittelwerten aus proton- und eiseninduzierten Schauern durchgeführt. Die erhaltenen Parameter der Geraden, die Steigung  $m$  und der Achsenabschnitt  $b$ , hängen von der Primärenergie und dem Zenitwinkel ab. Diese Abhängigkeiten lassen sich durch lineare Funktionen des Secans des Zenitwinkels  $\theta$  und der logarithmierten Primärenergie annehmen. Bei wirklichen Schauern ist jedoch die Primärenergie nicht bekannt. Deswegen wurde als zweiter Parameter, neben  $\sec \theta$ , der Logarithmus der Elektronenzahl gewählt, wobei der Mittelwert aus eisen- und protoninduzierten Schauern gebildet wurde.

Durch eine Regression erhält man:

$$b(\lg N_e, \sec \theta) = \alpha_b + \beta_b \cdot \lg N_e + \gamma_b \cdot \sec \theta \quad (5.37)$$

$$m(\lg N_e, \sec \theta) = \alpha_m + \beta_m \cdot \lg N_e + \gamma_m \cdot \sec \theta \quad (5.38)$$

mit den Werten:

	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
$b$	$9.180 \cdot 10^{-1} \pm 2.4 \cdot 10^{-3}$	$-8.6 \cdot 10^{-3} \pm 1.3 \cdot 10^{-4}$	$8.2 \cdot 10^{-2} \pm 1.9 \cdot 10^{-3}$
$m$	$-6.7 \cdot 10^{-4} \pm 1.7 \cdot 10^{-5}$	$-3.5 \cdot 10^{-5} \pm 1.0 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-4} \pm 1.2 \cdot 10^{-5}$

Insgesamt wurden Simulationen mit folgenden Eingabeparametern benutzt:

Primärteilchen	Primärenergie	Zenitwinkel
Fe, p	$10^{14}$ eV	$22^\circ$
Fe, p	$10^{15}$ eV	$0^\circ, 22^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$
Fe, p	$10^{16}$ eV	$0^\circ, 22^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$
Fe, p	$10^{17}$ eV	$22^\circ$

Die Dichte der Myonen mit kinetischen Energien oberhalb von 100 MeV erhält man aus der Dichte der Myonen mit kinetischen Energien oberhalb von 800 MeV durch:

$$\rho_{(E_{kin} > 100 \text{ MeV})} = \frac{\rho_{(E_{kin} > 800 \text{ MeV})}}{b(\lg N_e, \theta) + m(\lg N_e, \theta) \cdot r} \quad , \quad (5.39)$$

wobei  $r$  der Abstand des jeweiligen Turmes vom Schauzentrum ist.

# Kapitel 6

## Ergebnisse

In diesem Kapitel wird die Myondichte am Ort der einzelnen Türme des Myonspurdetektors nach Gleichung 5.31 aus der Summe der Zweier- und Dreierspuren berechnet. Die hierfür benötigte Effizienz aller Module wird separat, tageweise bestimmt. Die Myonenzahl erhält man aus den Myondichten nach der im Kapitel 5.1 beschriebenen Methode.

### 6.1 Datenauswahl

Bei der Bestimmung der Myonenzahl eines Schauers kann man nicht die Daten aller Türme des Myonspurdetektors uneingeschränkt nutzen. Es ist notwendig, drei Bedingungen zu stellen, die jeder Turm erfüllen muß, um bei der Analyse berücksichtigt zu werden.

1. Eine Anforderung wird an die Effizienz der Türme gestellt. Die Effizienz der Module eines Turmes darf einen minimalen Wert nicht unterschreiten. Die systematischen und statistischen Fehler der berechneten Effizienzen pflanzen sich bei der Bestimmung der Myondichte fort. Die Korrekturfaktoren werden jedoch mit kleinerer Effizienz größer (Abbildung 5.9), womit der Fehler der Myondichte steigt. Weiterhin nimmt die Anzahl der Zweier- und Dreierspuren mit kleiner werdender Effizienz ab. Dadurch steigt der statistische Fehler bei der Effizienzbestimmung. In dieser Arbeit wird  $\epsilon_i > 0.6$  für alle Module eines Turmes gefordert.
2. Die zweite Anforderung richtet sich an den Abstand der Türme vom Schauerzentrum. Dieser darf einen Minimalabstand nicht unterschreiten. Diese Forderung ist aus drei Gründen notwendig. Zum einen kommen in der Nähe eines Schauerkerne Hadronen und hochenergetische Gammateilchen vor (Kapitel 3.2). Ein Teil von ihnen durchquert die Abschirmung oberhalb des Myonspurdetektors und erzeugt somit zusätzliche Spuren. Die berechnete Myonenzahl würde damit systematisch zu groß sein. Sie können auch in der Abschirmung

Sekundärteilchen erzeugen, die Einfluß auf die Messung, z.B. die Effizienzen, haben. Weiterhin wurde das Integral der NKG-Funktion über die Fläche der Detektoren in Gleichung 5.7 durch eine Summe ersetzt. Dies ist vertretbar, wenn die Krümmung der NKG-Funktion am Ort der Detektoren vernachlässigbar ist. Dies ist bei kleinen Abständen zum Schauerzentrum nicht der Fall. Der dritte Grund ist der Fehler bei der Rekonstruktion der Position des Schauerzentrums. Dieser Fehler kann bei kleinen Schauern bis zu 10 m erreichen. In dieser Arbeit wurde deshalb der Minimalabstand auf 20 m festgesetzt.

- Die letzte Bedingung, die man stellen muß, folgt aus der Feststellung, daß die Effizienz ab einer Myonendichte von ca.  $10^{-0.5} \text{ m}^{-2}$  deutlich abzufallen scheint (Kapitel 5.2.2). Es ist somit notwendig, eine obere Dichte einzuführen, die am Ort der Türme maximal vorliegen darf. Die Dichte wird aus den Ergebnissen, die aus den Daten des Detektorfeldes bestimmt werden, berechnet. Wird eine hohe maximale Dichte gewählt, so wird die rekonstruierte Myonenzahl mit einem großen systematischen Fehler behaftet sein. Je kleiner die maximale Dichte gewählt wird, um so kleiner wird der systematische Fehler sein. Problematisch ist jedoch, daß mit kleinerer Grenzdichte, weniger Daten des Myonspurdetektors Berücksichtigung finden. Hier muß ein Kompromiß aus Statistik und Systematik gefunden werden.

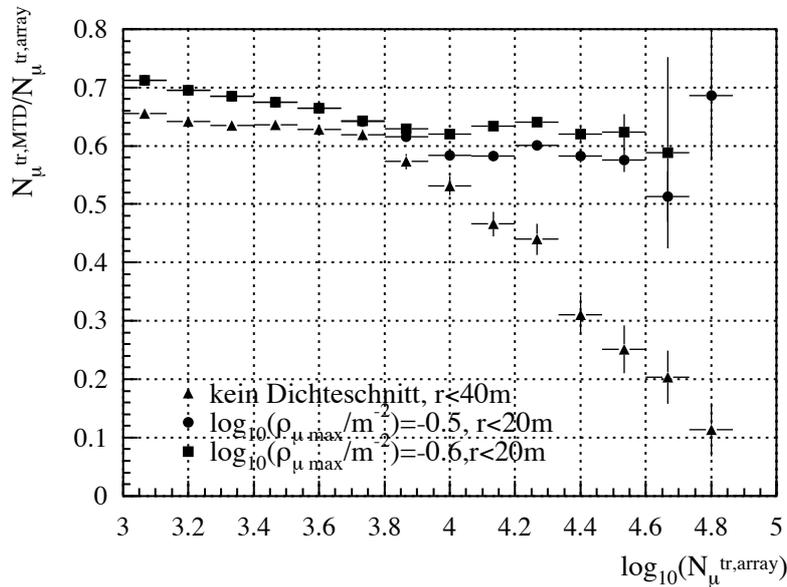


Abbildung 6.1: Das Verhältnis der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,MTD}$  des Myonspurdetektors zu der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$  des Detektorfeldes, in Abhängigkeit von der Myonenzahl des Detektorfeldes für drei verschiedene Grenzdichten am Ort der Detektortürme.

In Abbildung 6.1 ist das Verhältnis der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,MTD}$ , berechnet aus den Daten des Myonspurdetektors, zu der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$ , berechnet aus den

Daten des Detektorfeldes, in Abhängigkeit von der Myonenzahl des Detektorfeldes dargestellt. Es wurden zwei Grenzdichten am Ort der Detektortürme benutzt. Weiterhin ist eine Kurve eingezeichnet, bei der ein minimaler Abstand vom Schauerzentrum von 40 m, jedoch keine Dichtebegrenzung benutzt wurde, was einer der bisher üblichen Datenschnitte ist. Bei diesem Schnitt ist jedoch oberhalb einer Myonenzahl von  $N_{\mu}^{tr,array} = 10^4$  die Auswirkung der vermeintlichen 'Effizienzabnahme' mit steigender Dichte zu sehen.

Die Unterschiede bei kleinen Myonenzahlen zwischen den Daten ohne Dichteschnitt und den Daten mit Dichteschnitt ist auf den unterschiedlichen Minimalabstand zurückzuführen. Bei der hier benutzten Methode wird das Schaueralter der Myonen mit der Elektronenzahl parametrisiert. Ein Unterschied zwischen dem wahren Schaueralter und dem bei der Berechnungen benutzten führt zu einem kleinen systematischen Fehler in der Myondichtenbestimmung, der vom Abstand zum Schauerzentrum abhängig ist. Damit hängt auch die Myonenzahl davon ab, welchen Radiusbereich man zu ihrer Bestimmung benutzt. Dies ist auch die Ursache dafür, daß es bei großen Myonenzahlen Unterschiede zwischen den zwei Kurven mit verschiedenen Grenzdichten gibt. Die Einführung einer maximalen Dichte führt zu einem impliziten inneren Radius, worauf weiter unten noch eingegangen wird.

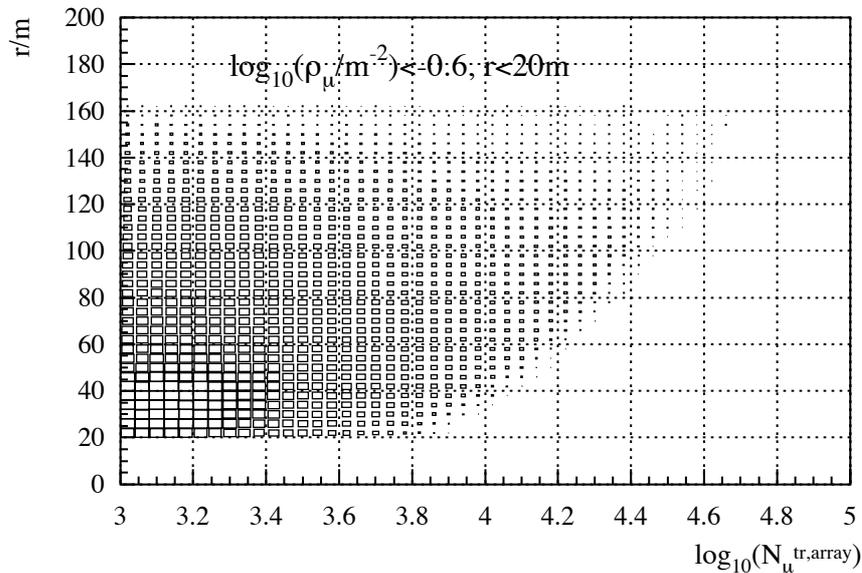


Abbildung 6.2: Die analysierten Daten des Myonspurdetektors nach Anwendung aller Schnitte. Die Größe der Rechtecke ist proportional zur Häufigkeit, mit der die Türme im Abstand  $r$  vom Schauerzentrum und bei einer Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$  zur Analyse beitragen.

Aus der Abbildung 6.1 kann man nicht entscheiden, welche Dichte als obere Schranke zu nehmen ist. Nach Abbildung 5.6 kann die bestimmte Effizienz einzelner Module bei der Dichte  $\lg(\rho_{\mu}/\text{m}^{-2}) = -0.5$  schon um 10 % bis 15 % abgenommen

haben. Aus diesem Grund wurde für diese Analyse eine kleinere maximale Dichte von  $\lg(\rho_{\mu,max}/m^{-2}) = -0.6$  gewählt, was 2.01 Myonen pro Turm entspricht. Da die aus den Daten des Detektorfeldes berechneten Myondichten am Ort eines Turmes nur im Mittel stimmen, können durch lokale Fluktuationen in einem Schauer einzelne Türme natürlich auch mehr oder weniger Myonen messen.

In Abbildung 6.2 ist die Auswirkung der geforderten Bedingungen dargestellt. In Abhängigkeit von der aus dem Detektorfeld bestimmten Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$  und dem Abstand  $r$  vom Schauerzentrum ist die Häufigkeit eingezeichnet, mit der ein Turm bei der Analyse berücksichtigt wird. Zu sehen ist der Schnitt bei 20 m und ca. 160 m (größtmöglicher Abstand eines Turms vom Schauerzentrum) sowie der Einfluß des Dichteschnitts. Die Einführung einer Grenzdichte führt zu einem impliziten Schnitt auf den Abstand der Türme vom Schauerzentrum. Dieser hängt von der Größe der Schauer ab, was dazu führt, daß ab Myonenzahlen von etwa  $N_{\mu}^{tr} \approx 10^{4.7}$  keine Daten des Myonspurdetektors mehr für die Analyse übrig bleiben. Dies entspricht etwa einer Energie von  $10^{16}$  eV.

## 6.2 Myonspurdetektor

Bevor die Myonenzahl aus den Daten des Myonspurdetektors und des Detektorfeldes berechnet wird, ist es sinnvoll, sie allein aus den Daten des Myonspurdetektors zu bestimmen und sie mit der aus dem Detektorfeld berechneten Myonenzahl zu vergleichen. Zur Bestimmung einer gemeinsamen Myonenzahl sollten beide Detektoren ähnliche Ergebnisse liefern.

In Abbildung 6.3 wird die aus den Daten des Myonspurdetektors berechnete Myonenzahl mit der des Detektorfeldes verglichen. Dargestellt ist das Verhältnis der beiden Zahlen in Abhängigkeit von der vom Detektorfeld berechneten Myonenzahl. Eingezeichnet sind gemessene Daten und Simulationen. Es wurden dabei mit CORSIKA 6.014 (Wechselwirkungsmodell: QGS Jet) simulierte eisen- und proton-induzierte Schauer benutzt. Bei Simulationen und Daten rekonstruiert der Myonspurdetektor eine Myonzahl, die bei mittleren Schauergrößen ca. 60% bis 70% der Myonzahl des Detektorfeldes beträgt. Bei kleinen Schauern ist die Abweichung zum Detektorfeld bei den Simulationen deutlich kleiner.

Bei simulierten Schauern können wir die rekonstruierte Myonenzahl mit der wahren vergleichen und daraus die systematischen und statistischen Fehler bestimmen.

In Abbildung 6.4 wird der systematische Fehler, der aus den Daten des Myonspurdetektors und der aus den Daten des Detektorfeldes rekonstruierten Myonzahl verglichen. Berücksichtigt wurden dabei Schauer, bei denen der Myonspurdetektor alle geforderten Bedingungen der Datenauswahl erfüllt hat. Das Detektorfeld rekonstruiert ca. 90 % der wahren Myonenzahl. Die Abnahme bei großen Myonzahlen beruht auf den Bedingungen der Datenauswahl. Im Gegensatz dazu rekonstruiert der Myonspurdetektor im Bereich oberhalb  $N_{\mu}^{tr} = 10^{3.6}$  nur 50 % bis 60 % der Myonen, was sich schon in Abbildung 6.3 gezeigt hat. Diese Tatsache ist zur Zeit nicht ganz

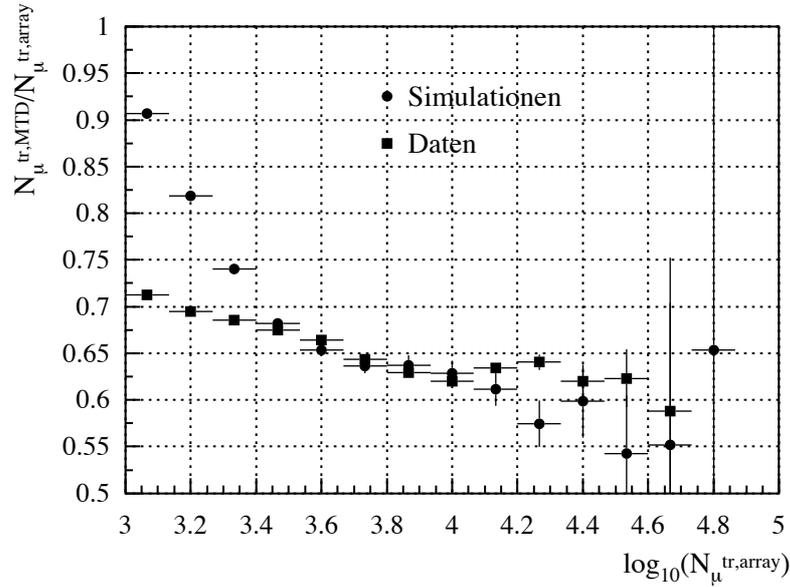


Abbildung 6.3: Das Verhältnis der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,MTD}$  des Myonspurdetektors zu der Myonenzahl  $N_{\mu}^{tr,array}$  des Detektorfeldes, in Abhängigkeit von der Myonenzahl des Detektorfeldes.

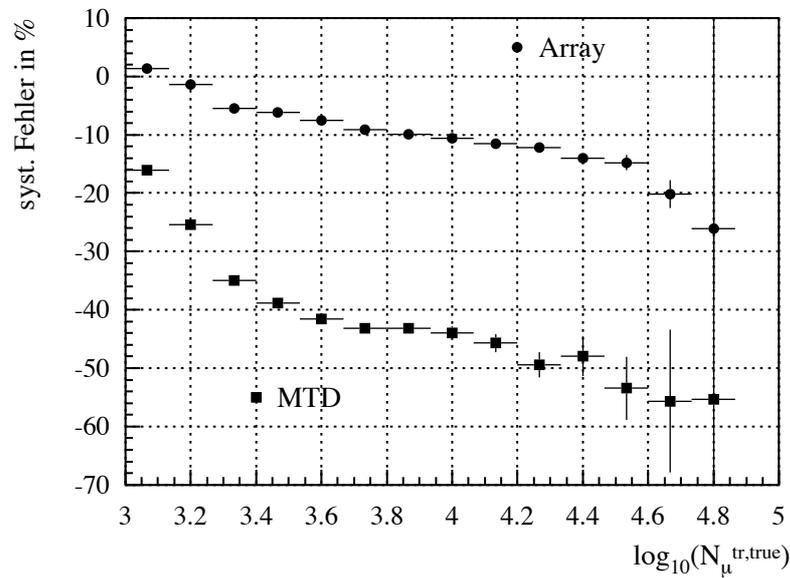


Abbildung 6.4: Vergleich der systematischer Fehler bei der Bestimmung der wahren Myonenzahl für simulierte Schauer.

geklärt. Es wird vermutet, daß der Spurenrekonstruktionsalgorithmus und Myonen begleitende Teilchen, die in der Abschirmung erzeugt wurden, dabei eine wichtige Rolle spielen. Ein hilfreicher Hinweis könnte die Tatsache sein, daß zumindest in den

Simulationen die Unterschätzung bei sehr kleinen Myonenzahlen verschwindet.

Der Unterschied im systematischen Fehler zwischen den Detektoren wirkt sich natürlich nachteilig auf die Bestimmung einer gemeinsamen Myonenzahl aus, wie im nächsten Abschnitt noch erläutert wird. Weitere Untersuchungen der Vorgänge bei der Rekonstruktion der Spuren im Myonspurdetektor wären hilfreich, konnten aber im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

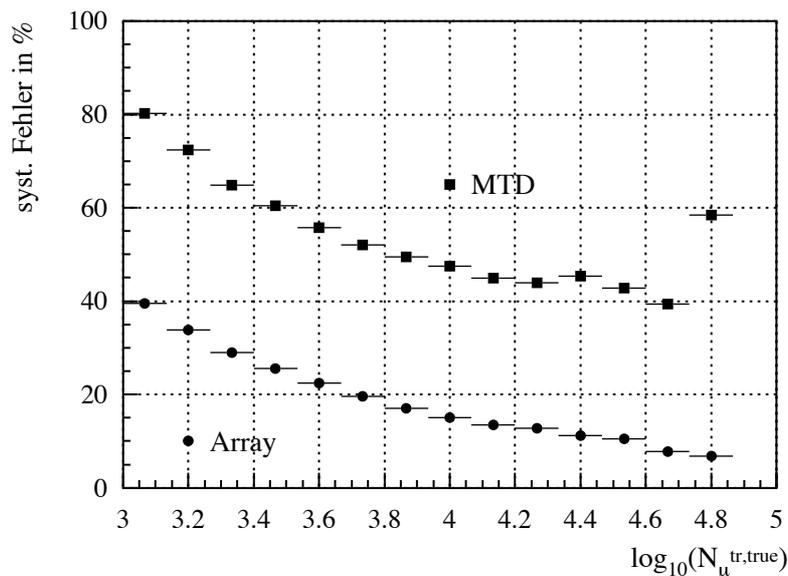


Abbildung 6.5: Vergleich der statistischen Fehler bei der Bestimmung der wahren Myonenzahl für simulierte Schauer.

Der statistische Fehler in der Bestimmung der Myonenzahl für beide Detektoren wird in Abbildung 6.5 dargestellt. Der statistische Fehler für den Myonspurdetektor ist ca. doppelt so groß wie für das Detektorfeld. Dies ist verständlich, da die Fläche des Detektorfeldes ca. 5 mal so groß ist wie die des Myonspurdetektors. Die Abnahme des statistischen Fehlers mit der Myonenzahl beruht ebenfalls auf der Tatsache, daß der relative statistische Fehler mit der Zahl der nachgewiesenen Myonen wie  $1/\sqrt{n_{\mu}}$  abnimmt.

### 6.3 Myonspurdetektor & Detektorfeld

Zur Bestimmung einer gemeinsamen Myonenzahl aus den Daten des Detektorfeldes und des Myonspurdetektors wurde eine KRETA-Routine geschrieben, die die Myondichten am Ort der einzelnen Türme berechnet. Diese dienen dann als Eingabeparameter zur Anpassung einer NKG-Funktion an die Daten der beiden Detektoren. Die Anpassung wird in einem weiteren Schritt (Level 4) der KRETA-Rekonstruktion durchgeführt. Die Routine wird im Anhang B genauer beschrieben.

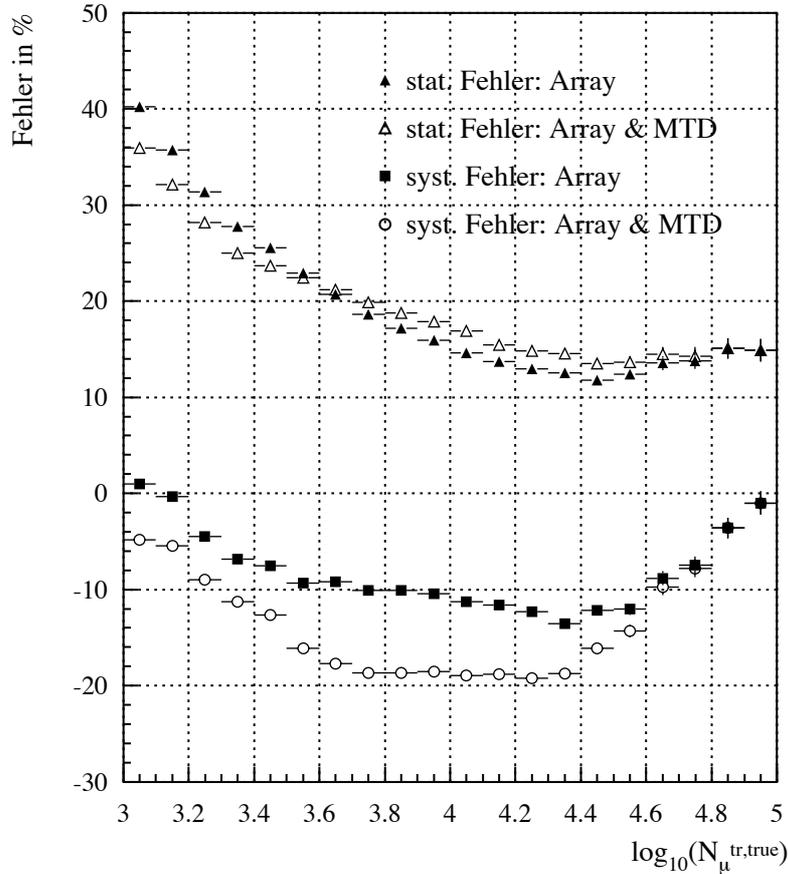


Abbildung 6.6: Vergleich der statistischen und systematischen Fehler bei der Bestimmung der wahren Myonenzahl für simulierte Schauer.

In Abbildung 6.6 werden die statistischen und systematischen Fehler bei der Bestimmung der Myonenzahl unter Verwendung der Daten des Detektorfeldes sowie unter Verwendung der Daten beider Detektoren verglichen. Es wurden simulierte eisen- und protoninduzierte Schauer (CORSIKA Version 6.014 und Wechselwirkungsmodell QGS Jet) analysiert. Verwendet wurden nur Schauer, in denen der Myonspurdetektor zur Bestimmung der gemeinsamen Myonenzahl beigetragen hat, also mindestens ein Turm alle geforderten Bedingungen der Datenauswahl erfüllt. Natürlich können auch alle Türme keine Myonen gemessen haben.

Vergleicht man die systematischen Fehler beider Methoden, stellt man fest, daß durch Berücksichtigung der Daten des Myonspurdetektors ca. 10% weniger Myonen rekonstruiert werden als beim Detektorfeld allein. Oberhalb einer Myonenzahl von etwa  $N_\mu^{tr} = 10^{4.4}$  gleichen sich die systematischen Fehler wieder an, da hier der Dichteschnitt zu tragen kommt, und der Myonspurdetektor weniger Stützstellen für die Anpassung der NKG-Funktion liefert. Unterhalb einer Myonenzahl von  $N_\mu^{tr} = 10^{3.6}$  rekonstruieren beide Methoden eine größere Myonenzahl. Hier spie-

len jedoch auch Schwelleneffekte bei den Simulationen eine Rolle, da Schauer mit Primärenergien unterhalb von  $E_{prim} = 10^{14}$  eV nicht simuliert wurden und unterhalb von  $E_{prim} = 10^{15}$  eV die Rekonstruktionseffizienz des Detektorfeldes noch keine 100 % erreicht hat.

Der Unterschied zwischen den beiden Detektoren hat auch einen Einfluß auf den statistischen Fehler. Während für Myonenzahlen kleiner als  $N_{\mu}^{tr} = 10^{3.6}$  der statistische Fehler bei der Benutzung der Daten beider Detektoren kleiner als bei alleiniger Benutzung der Daten des Detektorfeldes ist, ist es oberhalb davon der umgekehrt.

Bei sehr kleinen Myondichten macht sich die Zunahme der Detektorfläche bei der gemeinsamen Bestimmung der Myonenzahl positiv bemerkbar, zumal hier beide Detektoren ähnliche Ergebnisse liefern. Mit steigender Dichte macht sich jedoch bemerkbar, daß der Myonspurdetektor nur 60 % bis 70 % der Myonen des Detektorfeldes rekonstruiert. Die Verteilung der rekonstruierten Myonenzahl wird dadurch wieder breiter.

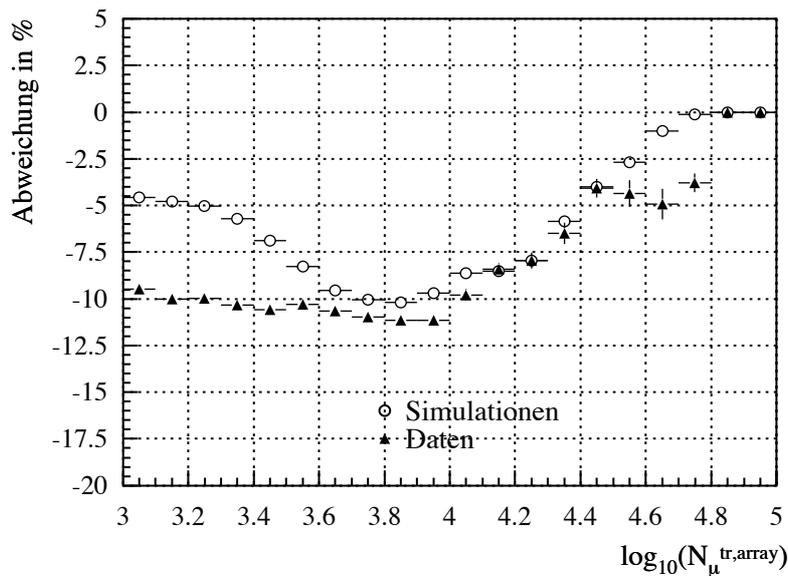


Abbildung 6.7: Abweichung der aus beiden Detektoren bestimmten Myonenzahl von der vom Detektorfeld berechneten Myonenzahl.

In Abbildung 6.7 ist die Abweichung der aus den Daten beider Detektoren rekonstruierten Myonenzahl von der aus den Daten des Detektorfeldes allein rekonstruierten Myonenzahl für analysierte Daten und Simulationen dargestellt. Auf der Abszisse ist die vom Detektorfeld rekonstruierte Myonenzahl aufgetragen.

Beide Kurven besitzen oberhalb einer Myonenzahl von  $N_{\mu}^{tr} = 10^{3.6}$  einen ähnlichen Verlauf. Bei der gemeinsam bestimmten Myonenzahl werden etwa 10 % kleinere Myonenzahlen rekonstruiert, als beim Detektorfeld allein. Mit steigender Schauergröße gleichen sich beide Rekonstruktionsmethoden an, was darauf beruht, daß der

Myonspurdetektor weniger Stützstellen liefert. Unterhalb von  $N_{\mu}^{tr} = 10^{3.6}$ , werden in Simulationen mehr Myonen als in Daten berechnet, was sich mit Ergebnissen in Abschnitt 6.2 deckt und noch weitere Untersuchungen erfordert.

## Kapitel 7

# Abschließende Betrachtungen und Ausblick

Der Myonspurdetektor erlaubt es, Myondichten über einer kompakten Fläche von  $128\text{ m}^2$  zu berechnen. Diese können dazu benutzt werden, eine gemeinsame Myonenzahl aus den Daten des Detektorfeldes und des Myonspurdetektors zu bestimmen. Hierbei ist es wichtig, auf die unterschiedliche Bauweise der Detektoren einzugehen. Beim Myonspurdetektor muß die Effizienz aller Türme berechnet werden und die Energieschwelle auf den in KASCADE benutzten Wert von  $100\text{ MeV}$  korrigiert werden.

Trotz dieser Korrekturen zeigen sich Unterschiede in den rekonstruierten Myonzahlen zwischen beiden Detektoren. Der Myonspurdetektor rekonstruiert ca. 60 % bis 70 % der vom Detektorfeld rekonstruierten Myonenzahlen. Dies macht sich auch in der gemeinsam bestimmten Myonenzahl bemerkbar. Im Vergleich zum Detektorfeld alleine werden zusammen 10 % kleinere Myonenzahlen bestimmt. Insgesamt ergibt sich damit für den relevanten Bereich oberhalb von  $E_{prim} = 10^{15}\text{ eV}$  keine Verbesserung bei der Bestimmung der Myonenzahl. Lediglich bei sehr kleinen Schauern wird der statistischer Fehler geringer.

Die Ursachen für diese Unterschiede sind bis jetzt nicht ganz geklärt. Wahrscheinlich spielen der Spurenrekonstruktionsalgorithmus und Myonen begleitende Teilchen eine wichtige Rolle. Weitere Analysen könnten jedoch zum Verständnis der Vorgänge im Myonspurdetektor und zu einer Verbesserung der Bestimmung einer gemeinsamen Myonenzahl beitragen.

Zur Untersuchung der begleitenden Teilchen bieten sich Größen des Myonspurdetektors an, die mit der Teilchendichte am Ort eines Turmes zusammenhängen. Insbesondere sind hierbei Größen interessant, für welche der Spurenrekonstruktionsalgorithmus keine Rolle spielt, wie z.B.: die Anzahl der Hits in den einzelnen Modulen, die Clusterbreiten etc.

Den Spurenrekonstruktionsalgorithmus könnte man mit Simulationen studieren, bei denen die Anzahl, der einen Turm durchquerenden Myonen vorgeben werden

kann.

Insgesamt sollte es damit möglich sein, die Myonenzahl mit einer größeren Genauigkeit zu bestimmen.

## Anhang A

# Effizienz aller Module

Auf den folgenden Seiten ist die Effizienz aller Module von allen Türmen für den analysierten Zeitraum dargestellt (Oktober und November 2002). Die Türme werden von Süden nach Norden durchnummeriert. Die Türme mit den ungeraden Zahlen befindet sich an der östlichen Wand des Tunnels (Abbildung A.1). Modul M 1 ist das obere, M 2 das mittlere und M 3 das untere Modul eines Turmes.

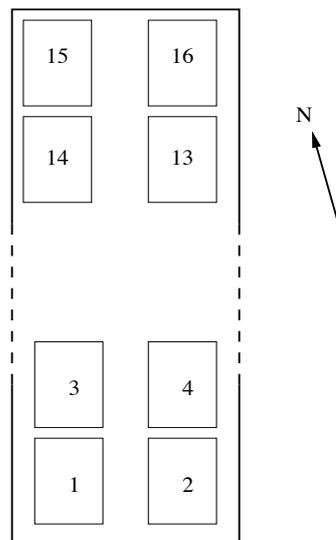


Abbildung A.1: Numerierung der Türme im Myonspurdetektor

Die Effizienz der meisten Module bewegt sich im Bereich von 0.75 bis 0.85. Einzelne Module zeigen jedoch deutliche tageweise Schwankungen. In einigen dieser Module wurden Drähte der Hochspannungsversorgung identifiziert, die die erlaubte Stromgrenze von  $2 \mu\text{A}$  überschreiten und damit die Hochspannung an dem gesamten Modul herunterregeln. Insgesamt sind es 198 Drähte pro Modul.

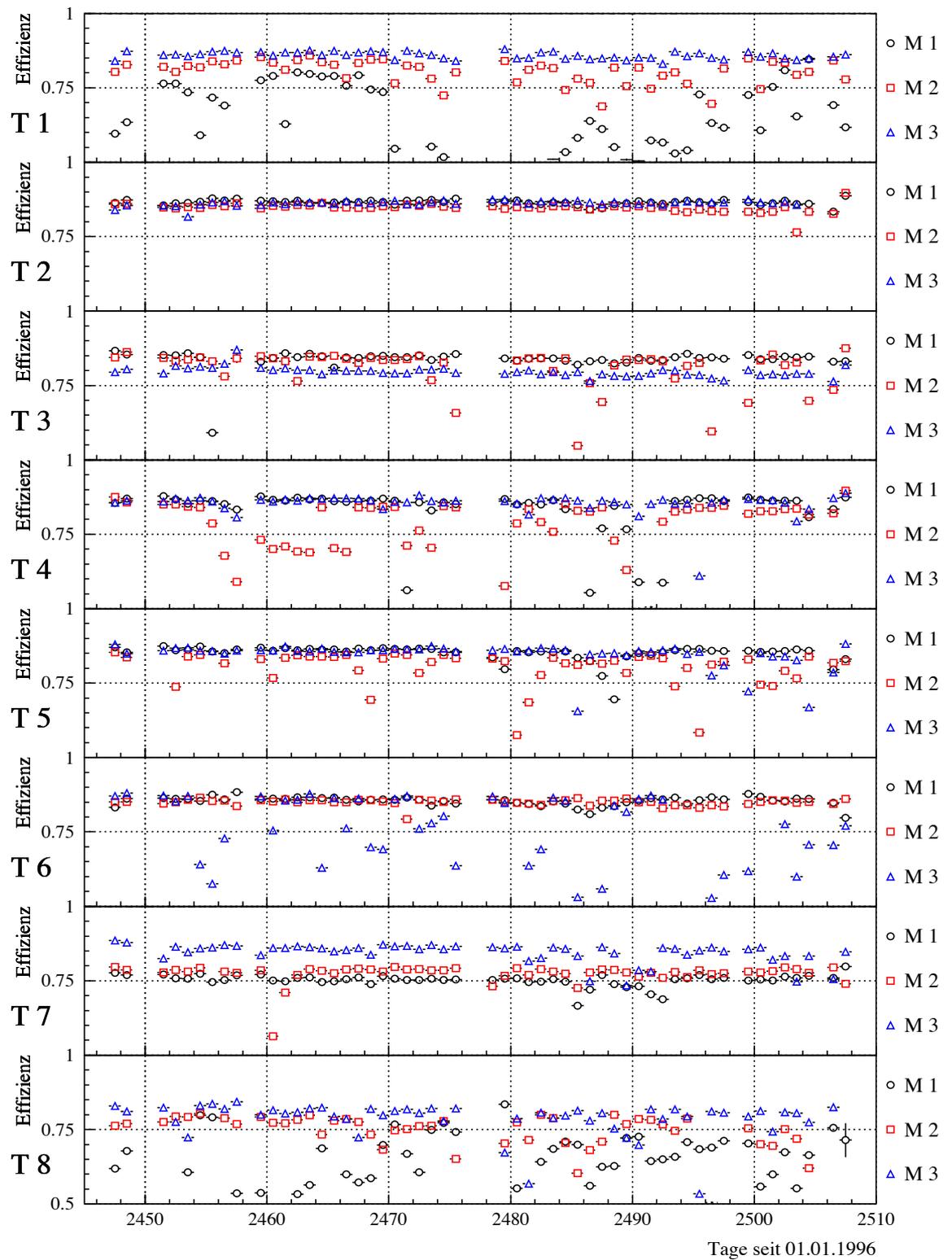


Abbildung A.2: Effizienz der Türme 1 bis 8 im Myonspurdetektor für den analysierten Zeitraum.

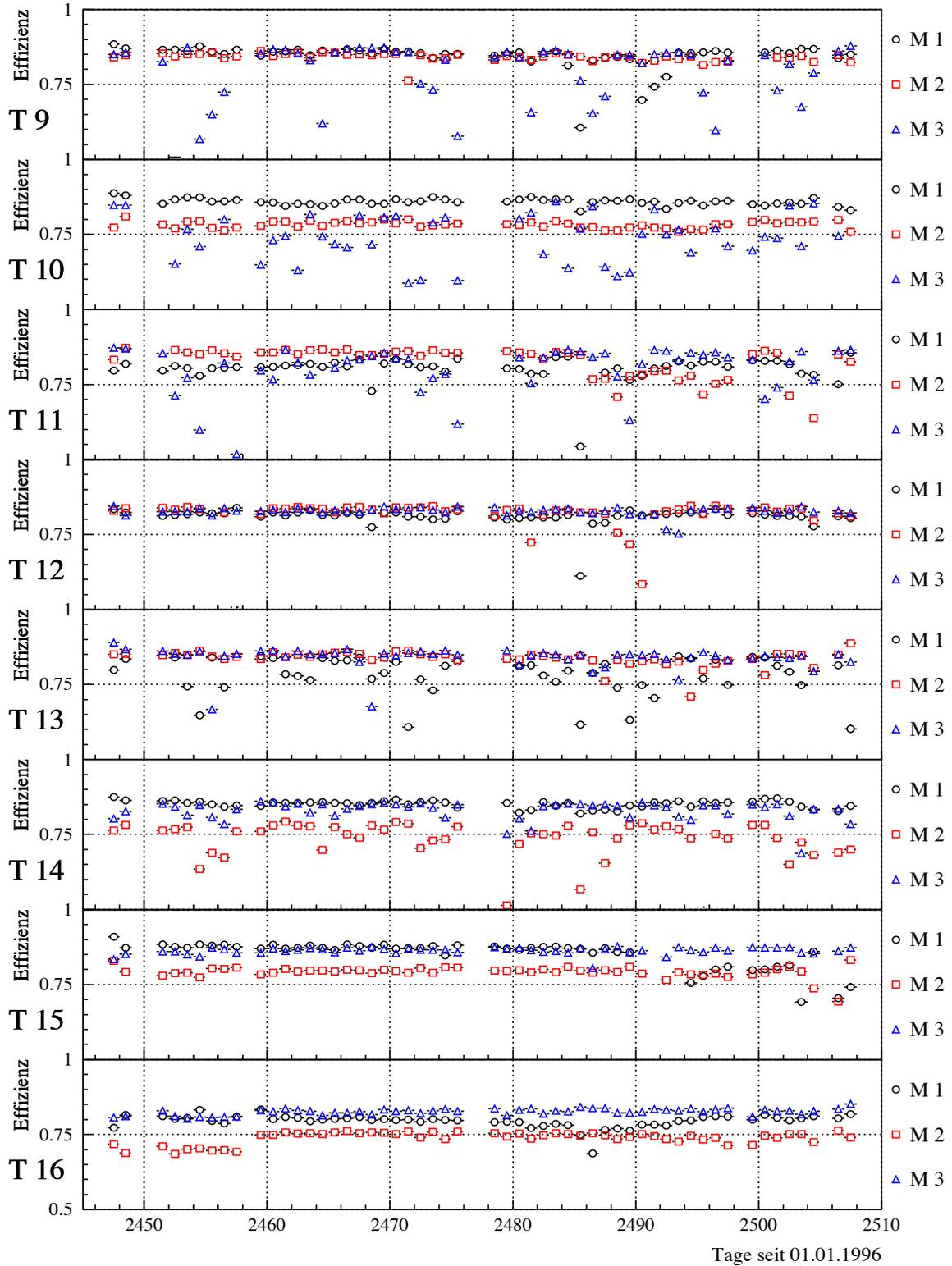


Abbildung A.3: Effizienz der Türme 9 bis 16 im Myonspurdetektor für den analysierten Zeitraum.

## Anhang B

# Die Routine RUMDNS

Zur Bestimmung einer gemeinsamen Myonenzahl aus den Daten des Myonspurdetektors und des Detektorfeldes wurde die KRETA-Routine RUMDNS geschrieben. Sie berechnet die Myondichten am Ort der Türme des Myonspurdetektors. Aus diesen Dichten und den Daten des Detektorfeldes wird die Myonzahl durch die Anpassung einer NKG-Funktion berechnet (Kapitel 5.1). Diese Routine wird im dritten Schritt der KRETA-Rekonstruktion aufgerufen (Kapitel 4.4). Ihre Eingabeparameter sind:

- Elektronenzahl  $N_e$  und Myonenzahl  $N_\mu$  (aus Schritt 2 der Rekonstruktion),
- Schaueralter der Myonen (nach Gleichung 5.5 parametrisiert),
- sowie eine Variable, die die zu verwendende Methode steuert.

Die Routine bearbeitet jeden Schauer nach folgendem Schema:

1. Die notwendigen Schauerparameter werden eingelesen: Schauerkerndimension und Schauerrichtung.
2. Die Effizienzen aller Module wird von einer Datenbank abgefragt.
3. Die benötigten Informationen über alle Zweier- und Dreierspuren werden eingelesen.
4. Für jeden Turm wird die Anzahl der Zweier- und Dreierspuren bestimmt. Hierbei werden nur Spuren, die durch einen Turm und durch die horizontalen Module gehen berücksichtigt.
5. Bei allen Türmen wird überprüft, ob sie die geforderten Bedingungen der Datenauswahl erfüllen (Kapitel 6.1).
6. Die Dichte der Myonen am Ort der Türme, die die geforderten Bedingungen erfüllen, wird berechnet. Dabei kann diese nur aus den Dreierspuren, den Zweierspuren oder aus der Summe aller Spuren bestimmt werden (Kapitel 5.2.3).

Die Ausgabevariablen der Routine sind:

- Anzahl der Türme, die die Bedingungen der Datenauswahl einhalten.
- Ort dieser Türme in Schauerdiskkoordinaten.
- Myondichte am Ort der Türme.
- Nachweisfläche für die verwendeten Spuren.

Weiterhin wurde ein Programm geschrieben, daß die Effizienz aller Module für einen vorgegeben Zeitraum tageweise berechnet (Kapitel 5.2.1). Diese werden in einer Datenbank gespeichert.

# Literaturverzeichnis

- [1] O.C. Alkhofer. *Introduction to Cosmic Radiation*. Verlag Carl Thiemeig, München, 1975.
- [2] A. Antoni, W.D. Apel, F. Badea, et al. Electron, Muon, and Hadron Lateral Distributions Measured in Air-Showers by the KASCADE Experiment. *Astroparticle Physics*, 14:245, 2001.
- [3] T. Antoni, W.D. Apel, F. Badea, et al. The Cosmic-Ray Experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods*, 2003.
- [4] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, et al. Extensive cosmic-ray showers. *Reviews of Modern Physics*, 11:288–291, 1939.
- [5] Matthew G. Baring. Diffusive shock acceleration: The Fermi mechanism. *astro-ph/9711177*, 1997.
- [6] V.S. Berezhinskiĭ, S.V. Bulanov, V.A. Dogiel, et al. *Astrophysics of Cosmic Rays*. North-Holland, 1990.
- [7] S. Bingert. Verwendung von gedünnt simulierter Luftschauer für die Detektor-simulation von KASCADE-Grande. Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe, 2003.
- [8] V. Blobel und E. Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner Studienbücher, 1998.
- [9] C. Büttner. Untersuchung von Myonlateralverteilungen und Myonproduktionshöhen in ausgedehnten Luftschauern. Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe, 2003.
- [10] CERN Software Division. *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993.
- [11] P. Doll, W. Bartl, C. Büttner, et al. Muon Tracking Detector for the Air Shower Experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods*, 2002.
- [12] P. Doll et al. The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, 1990.

- [13] J. Engler, F. Fessler, J.R. Hörandel, et al. A warm-liquid calorimeter for cosmic hadrons. *Nuclear Instruments and Methods*, 1999.
- [14] E. Fermi. On the origin of cosmic radiation. *Physical Review*, 75:1169, 1949.
- [15] P. Gabriel. Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von  $E_0 \approx 10^{15}$  eV. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1992.
- [16] Ch. Geich-Gimbel. Int. J. Mod. Phys. A4. Seite 1527, 1989.
- [17] R. Glasstetter. Messung der Zeitstruktur ausgedehnter Luftschaer mit dem KASCADE-Array. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1993.
- [18] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16:748, 1956.
- [19] K. Greisen. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 10:63, 1960.
- [20] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, et al. FZKA-Report 6019. 1998.
- [21] A. M. Hillas et al. Proc. 11<sup>th</sup> ICRC, Budapest. 3:533, 1969.
- [22] K. Kamata und J. Nishimura. The lateral and the angular structure functions of electron showers. *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, 6:93–155, 1958.
- [23] K.-H. Kampert, T. Antoni, W. D. Apel, et al. Status of the KASCADE-Grande Experiment. In *XII International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, 2002.
- [24] J. Linsley. Proc. 8<sup>th</sup> ICRC, Jaipur. 4:77, 1963.
- [25] G. Maier. Untersuchung von atmosphärischen Einflüssen auf ausgedehnte Luftschaer und Bestimmung von Abschwächlängen. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2000.
- [26] R. Obenland. Untersuchung der Ladungsdriftzeit in Streamer Tube Detektoren zur Verbesserung der Richtungsbestimmung von Schauer Myonen. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2000.
- [27] H. Ulrich. Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe, 2003.
- [28] J. van Buren. Bestimmung des Energiespektrums und der mittleren Masse der kosmischen Strahlung. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2002.
- [29] J. Weber. Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschaer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1999.

- [30] J. Wefel. Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium. Seite 29. NATO ASI Series 337C, 1991.
- [31] G. Zatsepin und V. Kuzmin. GZK-Cutoff. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 4:78, 1966.



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der KASCADE Kollaboration am Institut für Kernphysik am Forschungszentrum Karlsruhe und am Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe.

Mein besonderer Dank gilt:

... Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert für die Ermöglichung und Betreuung der Arbeit.

... Herrn Prof. Dr. H. Blümer für die Übernahme des Koreferats und der Ermöglichung der Arbeit am Institut für Kernphysik.

... den Herren Dr. P. Doll und R. Glasstetter für die Einführung in das wissenschaftliche Arbeiten und die gute Betreuung.

... Frau C. Büttner und den Herren J. van Buren, K. Daumiller, G. Maier, R. Obenland und H. Ulrich für die ständige Hilfs- und Diskussionsbereitschaft und die angenehme Atmosphäre.

... Frau G. Dresel für ihren Beistand beim Kampf mit Formularen.

... den Mitgliedern der KASCADE Kollaboration für die gute Zusammenarbeit.

... insbesondere möchte ich meinen Eltern danken, denen ich mehr als das Studium zu verdanken habe.



Ich erkläre hiermit, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Karlsruhe, den 13. Juni 2003

Thomas Gnielka