

**FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**  
**Technik und Umwelt**

**Wissenschaftliche Berichte**  
**FZKA 6520**

**Experimentelle Untersuchung der Zeitstruktur der  
Myonkomponente ausgedehnter Luftschauer**

**Rüdiger Haeusler**  
**Institut für Kernphysik**

**Von der Fakultät für Physik der Universität Heidelberg**  
**genehmigte Dissertation**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**  
**2000**

## **Experimentelle Untersuchung der Zeitstruktur der Myonkomponente ausgedehnter Luftschauer**

Mit Hilfe der Triggerebene und der Vieldraht-Proportionalkammern des Zentraldetektors des KASCADE Experimentes werden in einer korrelierten Messung Myonen mit einer Energieschwelle von 2.4 GeV in ausgedehnten Luftschauern nachgewiesen. Die Ankunftszeiten dieser Myonen werden dahingehend untersucht, ob sie Informationen über die Schauerentwicklung und das den Schauer auslösende Primärteilchen geben können. Hierzu werden detaillierte Simulationsstudien betrieben, wobei besonderer Wert auf das Verständnis des Detektors gelegt wird. Diese Simulationen werden mit Messungen verglichen und bewertet. Es stellt sich heraus, daß sich bei Verwendung der ersten gemessenen Myonzeit als Referenzzeit eine starke Abhängigkeit der gemessenen Ankunftszeiten von der Multiplizität der nachgewiesenen Myonen ergibt. Ein Verfahren zur Reduktion dieser Abhängigkeit wird vorgestellt und auf seine Verwendbarkeit überprüft. Insgesamt kann eine sehr gute Übereinstimmung der Simulationen mit den Meßdaten festgestellt werden.

## **Experimental study of the time structure of the muon component of Extensive Air Showers**

By using the Triggerlayer and the Multiwire Proportional Chambers of the Central Detector of the KASCADE experiment muons with an energy threshold of 2.4 GeV are measured in Extensive Air Showers. The arrival times of these muons measured with the Triggerlayer are examined whether they can give information about the shower development and the shower inducing primary. Detailed simulation studies are prepared, and special attention is put on the understanding of the detector response. By use of the arrival time of the first registered muon as a reference time, a strong dependency of the measured arrival times on the multiplicity of the muons is revealed. A procedure for the correction of this dependency is presented and checked for its usefulness. Altogether a very good agreement of the simulations with the measured data is observed.

# Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung . . . . .	1
2. Ausgedehnte Luftschauer . . . . .	5
2.1 Myonankunftszeiten und longitudinale Schauerentwicklung . . . . .	7
3. Das KASCADE Experiment . . . . .	14
3.1 Die Triggerebene des Zentraldetektors . . . . .	17
3.2 Die Elektronik der Triggerebene . . . . .	18
3.2.1 Die Energieeichung der Triggerebene . . . . .	19
3.2.2 Die Zeiteichung der Triggerebene . . . . .	20
3.3 Die Zeiteigenschaften der Szintillationsdetektoren . . . . .	21
3.4 Die Implementierung der Szintillationsdetektoren in die Detektorsimulation . . . . .	24
4. Luftschauermessungen mit KASCADE . . . . .	29
4.1 Die Rekonstruktion der Meßdaten . . . . .	29
4.2 Ankunftszeitverteilungen und ihre Abhängigkeiten . . . . .	35
4.3 Multiplizitätsabhängigkeit der lokalen Ankunftszeitverteilungen . . . . .	41
4.3.1 Globale Ankunftszeitverteilungen . . . . .	45
4.3.2 Multiplizitätskorrektur lokaler Ankunftszeitverteilungen . . . . .	48
4.3.3 Multiplizitätskorrigierte lokale Ankunftszeitverteilungen . . . . .	49
5. Luftschauersimulationen mit CORSIKA . . . . .	53
5.1 Ankunftszeiten in reinen Luftschauersimulation . . . . .	55
5.1.1 Einfluß des Zeitnullpunktes . . . . .	58
5.1.2 Einfluß der Detektorauflösung . . . . .	62
6. Vergleich zwischen Meßdaten und Simulationen . . . . .	69
7. Vergleich der Ergebnisse mit weiteren Messungen . . . . .	82
8. Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	86
Literaturverzeichnis . . . . .	90

# 1

## Einleitung

Die Erde wird ständig von hochenergetischen Teilchen aus dem Weltall getroffen. Hierbei handelt es sich zum überwiegenden Teil um Atomkerne, die von Wasserstoff- bis hin zu Eisenkernen reichen [Gai 90]. Der Energiebereich dieser Atomkerne erstreckt sich über viele Größenordnungen bis zu Energien von mehr als  $10^{20}$  eV [YoD 98], wobei der Fluß einer starken Abnahme zu hohen Energien unterliegt. Die derzeitigen Forschungen bemühen sich, das Energiespektrum dieser Teilchen möglichst exakt zu vermessen und die Elementzusammensetzung zu bestimmen. Man erhofft sich hierdurch Informationen über die Quellen dieser kosmischen Strahlung sowie deren Beschleunigungsmechanismen zu erhalten, da diese bis heute nicht gänzlich geklärt sind. Ab einer Energie von etwa 10 GeV liegen die Quellen der kosmischen Strahlung außerhalb unseres Sonnensystems. Eine genaue Bestimmung der Quellen der geladenen Teilchen ist deshalb schwierig, weil diese vom Magnetfeld der Galaxie abgelenkt werden und so beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre keine Richtungsinformation mehr besitzen, wobei Teilchen bis zu mittleren Energien von etwa  $4 \cdot 10^{15}$  eV (für Protonen) durch das Magnetfeld in unserer Galaxie gefangen sind. Die hochenergetischen Teilchen jedoch haben in der Milchstraße einen Gyroradius, welcher größer als der Radius derselben ist. Dies führt einerseits dazu, daß diese Teilchen aus der Milchstraße entweichen, andererseits auch hochenergetische Teilchen aus anderen, vergleichbaren Galaxien zur Erde gelangen können.

Die derzeitigen Erklärungen für die Herkunft der Teilchenstrahlung beruhen hauptsächlich auf Supernovae Explosionen als Quellen und anschließender weiterer Beschleunigung an den Schockfronten solcher Explosionen [VöB 88]. Als weitere galaktische Quelle kommen Pulsare in Frage, während zum Beispiel aktive Galaxien eine Möglichkeit für extragalaktische Quellen sind [Rac 93].

Das Spektrum (Bild 1.1) dieser Teilchenstrahlung gehorcht über weite Strecken einem Potenzspektrum der Form  $dI \propto dE^{-\gamma}$ . Es besitzt jedoch ein Charakteristikum, welches den einheitlichen Index dieses Potenzspektrum unterbricht [KuK 58]. Bei einer Energie von etwa  $3 \cdot 10^{15}$  eV ändert sich der spektrale Index  $\gamma$  von 2.7 [Bur 90] auf 3.0. Der Bereich der Änderung des spektralen Index des Energiespektrums wird wegen seiner Form anschaulich als „Knie“ bezeichnet. Die Ursache dieses „Knies“ ist bis heute nicht geklärt. Die Erklärungsversuche reichen von einer Änderung der Beschleunigungsme-

chanismen [FiL 86] bis zu einer merklichen Änderungen der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung [KaK 95, Swo 95]. Eine umstrittene Erklärung wird von Erlykin und Wolfendale [ErW 00] vorgeschlagen. Sie behaupten, daß der Spektralbereich um das „Knie“ im wesentlichen von der Strahlung eines einzigen relativ nahen Supernova-Überrests bestimmt wird.

Die starke Abnahme der Intensität führt dazu, daß nur bis zu einer Energie von etwa  $10^{14}$  eV direkte Messungen der Strahlung mit Hilfe von Satelliten- oder Ballonexperimenten durchgeführt werden können. Für höhere Energien wird der Teilchenfluß so gering, daß die erforderlichen Detektorflächen oder Flugdauern nicht mehr erreichbar sind. Bis zu diesen Energien sind das Gesamtspektrum und auch die Einzelspektren der verschiedenen Primärteilchen relativ gut bekannt [Asa 93, Sok 89].

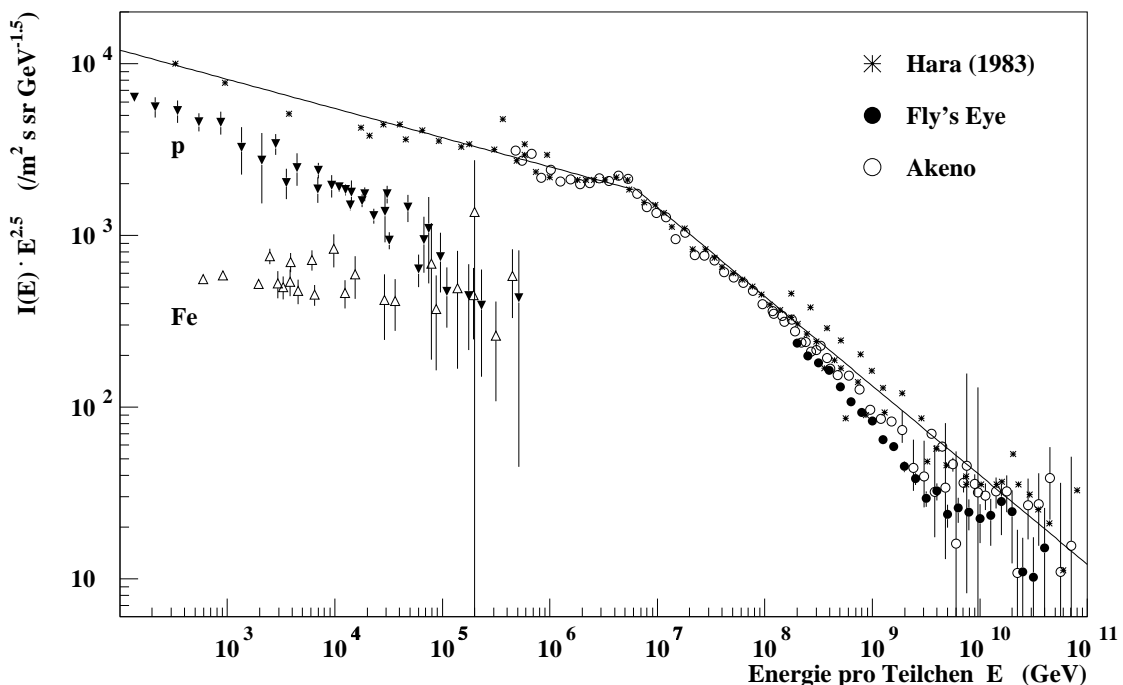


Bild 1.1: Differenzielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung. Zur Verdeutlichung des „Knies“ ist der Fluß mit  $E^{2.5}$  multipliziert (entnommen aus [Ung 97]).

Jenseits dieser Energien stehen mit der Messung von ausgedehnten Luftschauern (Extensive Air Shower EAS) nur indirekte Beobachtungsmöglichkeiten zur Verfügung [KaK 95]. Trifft ein hochenergetisches Primärteilchen auf Atome der Erdatmosphäre, so erzeugt es durch inelastische Wechselwirkungen mit diesen eine Teilchenkaskade aus Sekundärteilchen, einen sogenannten ausgedehnten Luftschauer, welcher bei hinreichender Energie des Primärteilchens bis auf den Erdboden herabreicht. Zum Nachweis dieser EAS dienen im wesentlichen großflächige erdgebundene Detektorfelder. Diese registrieren Sekundärteilchen der EAS, welche durch ihre Anzahl und ihre Verteilung Informationen über das ursprüngliche Primärteilchen liefern. Die Schauerentwicklung ist jedoch intrinsischen Fluktuationen unterworfen, so daß das Energiespektrum und in höherem Maße die chemische Komposition in diesem Energiebereich nur ungenau bekannt sind.

---

Bei EAS Experimenten wird versucht, eine oder mehrere der drei Hauptkomponenten der EAS, die hadronische, die myonische und die elektromagnetische Komponente, zu messen. Die longitudinale und laterale Schauerentwicklung dieser Komponenten ist abhängig von der Energie und der Art des Primärteilchens. Zum Beispiel ist die Anzahl der registrierten Myonen als kalorimetrische Grösse ein relativ gutes Maß für die Energie des Primärteilchens, während das Verhältnis von Elektron- zu Myonzahl von der Masse des Primärteilchens abhängt. Insbesondere die Myonzahl innerhalb eines festen Radiusbereichs (für Meeressniveau z.B. von  $40 \text{ m} \leq R < 200 \text{ m}$ ) ist ein guter Energieschätzer [Web 97].

Das KASCADE-Experiment (**K**ARlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**Etektor) [Dol 90, Kla 97] versucht die Unsicherheiten bei der Interpretation der Messung, bedingt durch intrinsische Fluktuationen in der Schauerentwicklung, möglichst gering zu halten, indem es alle drei Hauptkomponenten gleichzeitig mißt, um durch Korrelation der Ergebnisse der Messungen verschiedener Komponenten zusätzliche Informationen zu gewinnen. Die Detektoranlage besteht aus einem  $200 \times 200 \text{ m}^2$  großen Detektorfeld zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente. In Zentrum dieses Feldes befindet sich ein  $20 \times 16 \text{ m}^2$  großer Zentraldetektor, bestehend aus einem Eisen-Sampling-Kalorimeter, einem kleinflächigen Array oberhalb dieses Kalorimeters zur Messung der elektromagnetischen Komponente, zweier Lagen aus Vieldraht-Proportionalkammern zur Messung der hochenergetischen myonischen Komponente und der sogenannten Triggerebene aus Szintillationszählern, welche außer einen Trigger für den Zentraldetektor auch die Möglichkeit bietet, Ankunftszeitverteilungen von Myonen zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit schildert eine experimentelle Untersuchung der Zeitstruktur der Myon-Komponente ausgedehnter Luftschauer im Energiebereich von  $1 \cdot 10^{15} - 6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  für Myonen der Energie  $> 2.4 \text{ GeV}$ . Die Zeitstruktur der geladenen Teilchen war häufig Gegenstand von experimentellen Studien [Agn 97, Amb 99], während experimentelle Kenntnisse über die Myon-Komponente weitaus spärlicher sind [Arm 75, Kak 85]. Hier ist zunächst das Ziel, die Schauerdicke und ihre Abhängigkeiten von verschiedenen Schauerobservablen und insbesondere die Variation mit dem Abstand zur Schauerachse zu messen. Die im einzelnen EAS Ereignis beobachtete Ankunftszeitverteilungen der Myonen, die mit den Nachweisanordnungen (speziell mit der Triggerebene und Vieldraht-Proportionalkammern) des KASCADE Zentraldetektors registriert werden, werden durch verschiedene Quantile der Verteilung charakterisiert: erstes Quartil, Median, drittes Quartil, und die Verteilung dieser Quartile wird bestimmt. Es wird oft argumentiert [WaW 81, Bla 90], daß bei größeren Abständen vom Schauerzentrum die beobachteten Zeitverteilungen die longitudinale EAS Entwicklung, das heißt das Höhenprofil der Myonproduktion, widerspiegeln und daher auf die primäre Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung empfindlich sind. Diese Empfindlichkeiten werden überprüft. Die experimentellen Resultate werden mit Monte Carlo Simulationen der EAS Entwicklung mit Hilfe des CORSIKA Programmes [COR 98] verglichen. Die Reproduktion der Daten bietet eine Überprüfung, inwieweit die Simulationen die longitudinale EAS Entwicklung verlässlich beschreiben. Spezielles Augenmerk wird auf den Einfluß des Meßapparates (Detektorauflösung) gelegt, wobei Abhängigkeiten der

Zeitverteilung von der Myonmultiplizität, welche die Zeitverteilung aufspannt, deutlich werden. Die Ergebnisse werden mit Befunden aus der Literatur, speziell für die EAS Komponente aller geladenen Teilchen verglichen und diskutiert.

## 2

# Ausgedehnte Luftschauer

Trifft ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre, so tritt es in Wechselwirkung mit den Luftmolekülen. In Bild 2.1 ist die schematische Entwicklung eines Luftschauers dargestellt. Durch inelastische Stöße entstehen neue Hadronen, hauptsächlich Pionen und Nukleonen, aber auch Kaonen und Hyperonen. Diese Teilchen bilden den hadronischen Teil des Luftschauers. Das Projektil verliert hierbei je Stoß im Mittel etwa 50 % seiner Energie. Ein Proton führt bei Durchlaufen der gesamten Atmosphäre im Mittel 12 Stöße mit Luftmolekülen aus.

Die entstehenden neutralen Pionen zerfallen nach sehr kurzer Zeit ( $\tau \approx 10^{-16}$  s) in zwei  $\gamma$ -Quanten, welche die Startpunkte der elektromagnetischen Komponente bilden. Da diese  $\gamma$ -Quanten hohe Energien besitzen, produzieren sie durch Paarerzeugung  $e^+e^-$ -Paare, welche wiederum durch Bremsstrahlung neue  $\gamma$ -Quanten erzeugen. Die Zahl vorhandener Elektronen und  $\gamma$ -Quanten nimmt mit der atmosphärischen Tiefe exponentiell zu, solange die mittlere Energie der Elektronen höher als die kritische Energie in Luft von 81 MeV ist. Unterhalb dieser Energie verlieren die Elektronen ihre Energie überwiegend durch Ionisation, die Produktion neuer  $\gamma$ -Quanten und nachfolgender neuer  $e^+e^-$ -Paare stoppt, und der elektromagnetische Schauer stirbt langsam aus, indem die Elektronen durch Ionisationsverluste so weit abgebremst werden, daß sie mit Atomen der Luftmoleküle rekombinieren.

Die geladenen Pionen besitzen durch ihre größere Lebensdauer, welche zusätzlich durch Zeitdilatation verlängert wird, die Möglichkeit weitere inelastische Kernstöße mit den Luftmolekülen auszuführen und weitere Hadronen zu produzieren. Wie neutrale Pionen zerfallen jedoch auch geladene Pionen. Die Zerfälle



bilden den Startpunkt der myonischen Komponente des Schauers. Die Myonen besitzen Energien im GeV Bereich und damit Energien, die zu klein sind, um Bremsstrahlung zu erzeugen. Ihre kritische Energie in Luft liegt bei  $\approx 4$  TeV. Somit verlieren sie ihre Energie praktisch nur durch Ionisation und unterliegen bis auf Vielfachstreuung keinen Wechselwirkungen. Die Energien sind aber wiederum hoch genug, daß trotz ihrer Lebensdauer von  $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}$  s (entsprechend einer Reichweite von etwa 660 m im



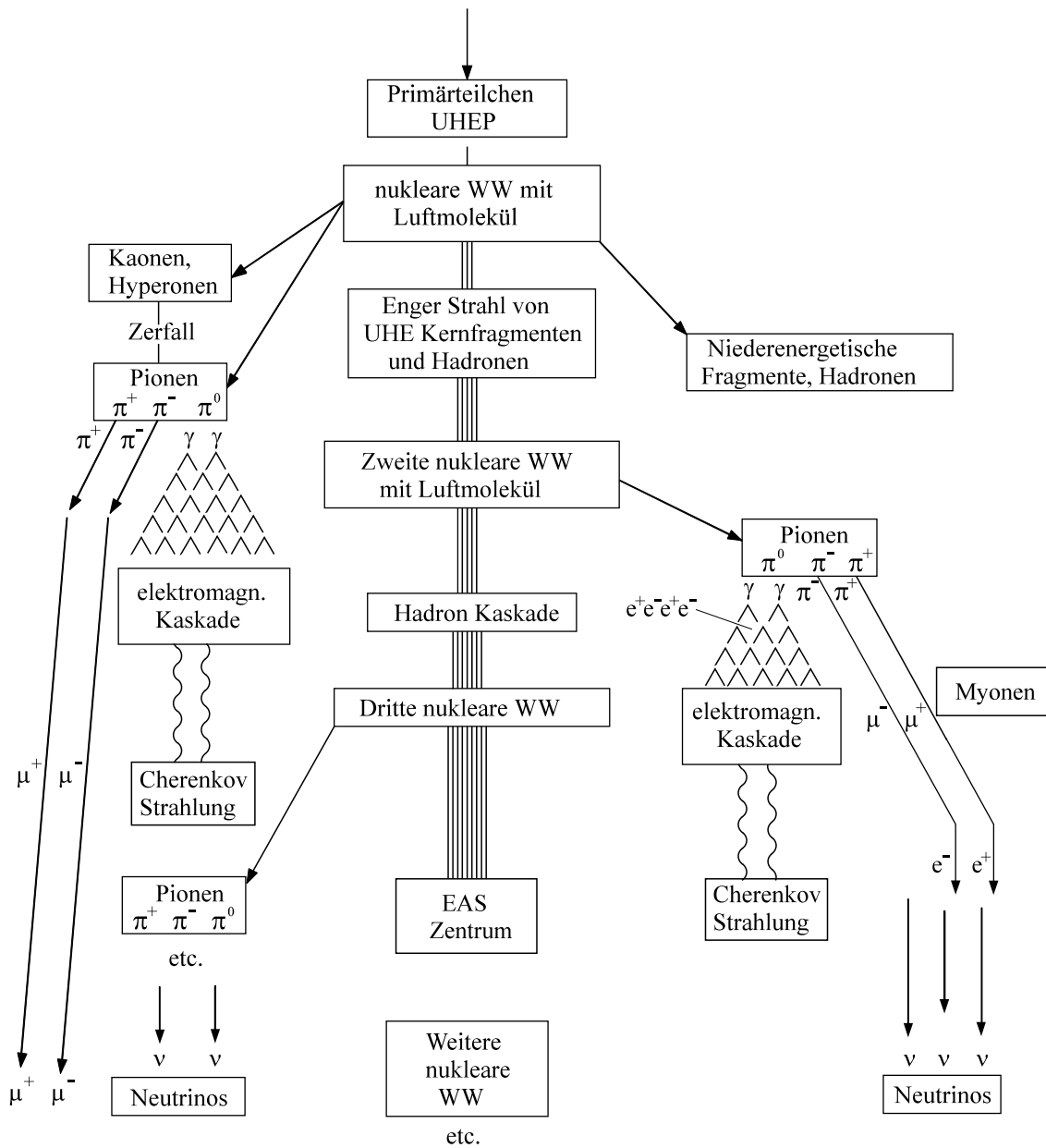


Bild 2.1: Schematische Entwicklung eines Luftschauers.

CMS System) durch die Zeitdilatation ein Großteil der Myonen auch bei Produktion in großen Höhen den Erdboden erreicht. Die übrigen zerfallen nach

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e \\ \mu^- &\rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e\end{aligned}\quad (2.2)$$

und liefern damit ebenfalls einen Beitrag zur  $e/\gamma$ -Komponente. Von den drei Hauptkomponenten eines EAS ist die elektromagnetische gefolgt von der myonischen die zahlenmäßig größte Komponente. Auch die lateralen Ausdehnungen um das Schau-

erzentrum weichen für die einzelnen Komponenten aufgrund ihrer unterschiedlichen Absorption und Streuung in der Atmosphäre deutlich voneinander ab. Bedingt durch den Transversalimpuls aus der hadronischen Wechselwirkung und der Reichweite der Pionen in Luft besitzt die hadronische Komponente die geringste Ausdehnung. Sie beträgt im wesentlichen nur einige Meter um die Schauerachse und besteht bei einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV aus einigen 100 hadronischen Teilchen. Elektronen erfahren Vielfachstreuung in der Atmosphäre. Daher dehnt sich die elektromagnetische Komponente auf Meeresniveau bei einer Anzahl von etwa 100000 Teilchen auf über 100 Meter aus. Die myonische Komponente besitzt die ausgedehnteste Verteilung am Erdboden. Die Myonen unterliegen nur geringen Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen und besitzen hierdurch eine wesentlich größere Weglänge. Wegen des großen Hebelarms der Myonen aus der oberen Atmosphäre führt dies zu einer wesentlich ausgedehnteren Lateralverteilung der Myonen am Erdboden. Ein Schauer der Primärenergie von  $10^{15}$  eV liefert auf Meeresniveau etwa 10000 Myonen verteilt auf eine Fläche von einigen  $\text{km}^2$ .

## 2.1 Myonankunftszeiten und longitudinale Schauerentwicklung

Die einzelnen Komponenten eines EAS entwickeln sich für verschiedene Primärteilchen unterschiedlich. Insbesondere das Elektron- zu Myonzahl Verhältnis ist für ein EAS Experiment eine gute Observable zur Unterscheidung der Primärteilchen. Dies liegt an der unterschiedlichen Größe der hadronischen Wechselwirkungslänge für Protonen bzw. Eisenkerne. Für Protonen beträgt sie etwa  $80 \text{ g/cm}^2$ , während Eisenkerne eine hadronischen Wechselwirkungslänge von etwa  $15 \text{ g/cm}^2$  besitzen. Hieraus folgt, daß eiseninduzierte Schauer den Startpunkt ihrer Entwicklung wesentlich höher in der Atmosphäre besitzen. Da sich vereinfacht betrachtet Eisenkerne aus 56 praktisch unabhängigen Nukleonen zusammensetzen, deren Subschauber sich nach dem Superpositionsprinzip überlagern [Sch 94], fallen auch die Fluktuationen in der Schauerentwicklung geringer aus.

Auch die Teilchenanzahlen, welche auf Meeresniveau beobachtet werden, unterscheiden sich bei den verschiedenen Primärteilchen. Da die Teilchenproduktion nur logarithmisch mit der Primärenergie ( $E_0$ ) ansteigt, ergibt sich für einen eiseninduzierten Schauer eine höhere Gesamtzahl an Teilchen in der elektromagnetischen Komponente im Maximum. Diese besitzen jedoch im Mittel geringere Energien, da die Primärenergie bei eiseninduzierten Schauern auf 56 Nukleonen aufgeteilt ist. Hierdurch ist die Energie der einzelnen Nukleonen und damit der produzierten Sekundärteilchen geringer als bei protoninduzierten Schauern. Durch diese geringere mittlere Energie der Sekundärteilchen findet die gesamte Schauerentwicklung schneller statt, und auf Beobachtungsniveau besitzt der eiseninduzierte Schauer weniger Teilchen in der elektromagnetischen Komponente als ein protoninduzierter Schauer. Die Myonzahl ist dagegen bei gleicher Primärenergie relativ unabhängig vom Primärteilchen. Hieraus ergibt sich die bereits beschriebene Möglichkeit, das Elektron- zu Myonzahlverhältnis als Observable zur Bestimmung der Art des auslösenden Primärteilchens zu verwenden.

Neben der Untersuchung der Unterschiede in den Lateralverteilungen der verschiede-

nen Luftschauerkomponenten für verschiedene Primärteilchen, gibt auch die direkte Untersuchung der longitudinalen Schauerentwicklung Hinweise auf das Primärteilchen. Unter der longitudinalen Schauerentwicklung versteht man die Entwicklung der Teilchenzahl längs der Schauerachse, das heißt wie sich die Anzahl der Sekundärteilchen mit zunehmender atmosphärischer Tiefe entwickelt. Eine Methode, diese longitudinale Entwicklung zu untersuchen, wäre der Aufbau eines großflächigen Hadronkalorimeters in kleinen atmosphärischen Tiefen, das heißt in großer Höhe. Innerhalb dieses Kalorimeters würde sich dann ein Großteil der longitudinalen Schauerentwicklung abspielen und könnte somit direkt beobachtet werden.

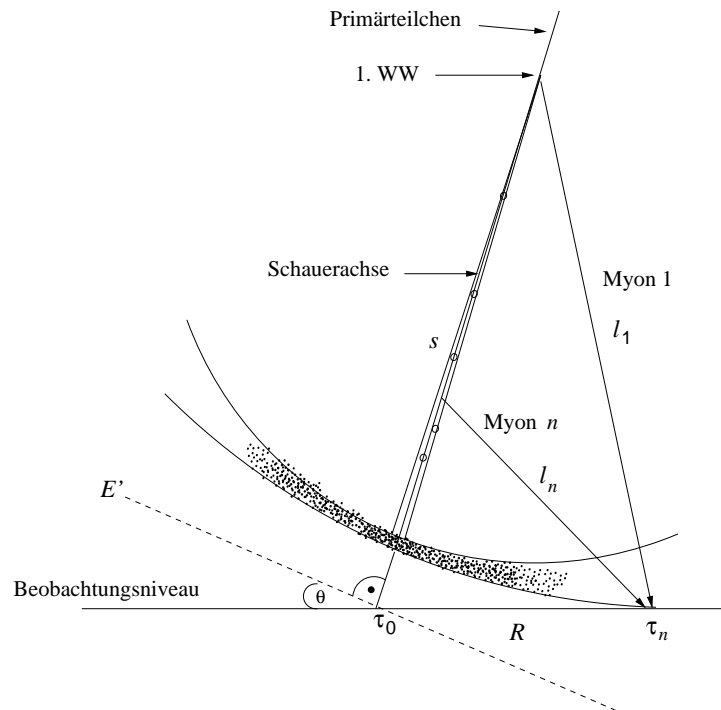


Bild 2.2: Abhängigkeit der Ankunftszeit und des Einfallswinkels von der Produktionshöhe der Myonen in ausgedehnten Luftschauern.

Zur Zeit werden nur indirekte Methoden angewendet, um Hinweise über die longitudinale Schauerentwicklung zu erhalten. Eine Möglichkeit ist die Untersuchung von Cherenkovlicht [Feg 97], welches hauptsächlich von der elektromagnetischen Schauerkomponente ausgesandt wird. Um auf die Höhe des Schauermaximums zu schließen bieten sich zwei Möglichkeiten an. Einerseits kann aus der Lateralverteilung des Cherenkovlichts auf die Höhe des Schauermaximums geschlossen werden. Mißt man die Anzahl der Cherenkovphotonen in mindestens zwei unterschiedlichen Abständen zum Schauerzentrum, so kann das Schauermaximum aus dem Verhältnis der Photonenzahlen bestimmt werden [Arq 99]. Andererseits kann mit Cherenkov-Arrays auch die zeitliche Struktur der Cherenkovphotonen gemessen werden. Aus dieser Struktur, läßt sich ebenfalls auf die longitudinale Schauerentwicklung rückschließen [Rob 00].

Der Vorteil der Messung des Cherenkovlichts liegt in der relativ kleinen Energieschwel-

le für die untersuchten Schauer. Dadurch besteht die Möglichkeit, die Ergebnisse mit Ergebnissen direkter Messungen vergleichen zu können. Die Schwierigkeiten der Messungen bestehen in den relativ starken Abhängigkeiten von den atmosphärischen Bedingungen wie Wolkendichte, Aerosolstreuung, Streulicht oder auch Mondlicht.

Ein anderer Ansatz ergibt sich aus der Untersuchung der myonischen Komponente von ausgedehnten Luftschauern. Die myonische Komponente kann Informationen über ihre Entstehung in großen Höhen bis auf das Beobachtungsniveau am Boden tragen. Die Messungen von Myonen im EAS haben gegenüber der Messung von Cherenkovlicht den Vorteil längerer Meßzeiten, da sie nicht von atmosphärischen Bedingungen abhängen. Das Prinzip der Messungen mit Hilfe von Myonen ist in Bild 2.2 gezeigt. Als Meßgröße stehen hier prinzipiell der Relativwinkel zwischen den Myonen und der Schauerrichtung [Ber 96] und die Ankunftszeiten der Myonen zur Verfügung. Unter dem Relativwinkel wird der Winkel zwischen der Schauerachse und der Richtung des Myons verstanden. Bei bekanntem Abstand zum Schauerzentrum läßt sich aus diesem direkt die Produktionshöhe des Myons berechnen. Das in geringerer Höhe produzierte Myon  $n$  hat, wie im Bild ersichtlich, einen größeren Relativwinkel als das in größerer Höhe produzierte Myon 1. Ein Nachteil dieser Messung ist jedoch, daß Myonen der Vielfachstreuung unterworfen sind und im Prinzip nur die Myonrichtung direkt am Boden bestimmt werden kann. Dies führt vor allem bei niedrigen Myonenergien zu Fluktuationen im gemessenen Relativwinkel. Diese Fluktuationen sind so groß, daß ein Teil der gemessenen Relativwinkel negativ sind, das heißt die Myonspur führt von der Schauerachse weg und liefert so eine negative Produktionshöhe.

Frühere Arbeiten [Arm 75, Gri 81, Reb 95] haben gezeigt, daß auch die Ankunftszeit der Myonen Informationen über deren Produktionshöhe tragen. Unter der Ankunftszeit ( $\Delta t$ ) eines Myons versteht man die Zeitverzögerung zwischen der Zeit der Detektion eines einzelnen Myons ( $\tau_n$ ) und der Zeit ( $\tau_0$ ) zu welcher das Schauerzentrum das Beobachtungsniveau erreicht. Die Ankunftszeiten der Myonen sind unterschiedlich, da die Laufwege von Myon  $n$  und Myon 1 (Bild 2.2) unterschiedliche Länge besitzen. Unter den Annahmen einer ungestörten, d.h. keiner Streuung unterworfenen, Ausbreitung, einer konstanten Geschwindigkeit (i.a. als Lichtgeschwindigkeit angenommen) und einer Produktion der Myonen entlang der Schauerachse, läßt sich durch einfache geometrische Überlegungen folgende Beziehung für die Produktionshöhe  $h$  der Myonen in Abhängigkeit von der gemessenen Ankunftszeit  $\Delta t = \tau_n - \tau_0$  und des gemessenen Abstands zum Schauerzentrum  $R$ , herleiten [Reb 95], wobei sowohl der Abstand als auch die Ankunftszeiten zuvor in Schauerkoordinaten (Ebene E' in Bild 2.2) umgerechnet werden.

$$h = \frac{(R^2 - c^2 \cdot \Delta t^2)}{(2 \cdot c \cdot \Delta t)} \quad (2.3)$$

Die Voraussetzung der konstanten Geschwindigkeit und der ungestörten Ausbreitung sind für hohe Myonenergien gut erfüllt. Bei kleinen Myonenergien ergeben sich jedoch signifikante Abweichungen, die zu größeren Zeiten führen. In Bild 2.3 ist die Gleichung 2.3 graphisch dargestellt. Man erkennt, daß die gemessenen Zeiten mit zunehmenden

Abstand zum Schauerzentrum und abnehmender Produktionshöhe zunehmen. Für radiale Abstände von 500 m vom Schauerzentrum und niedrigen Produktionshöhen ergeben sich Zeiten von einigen 100 ns.

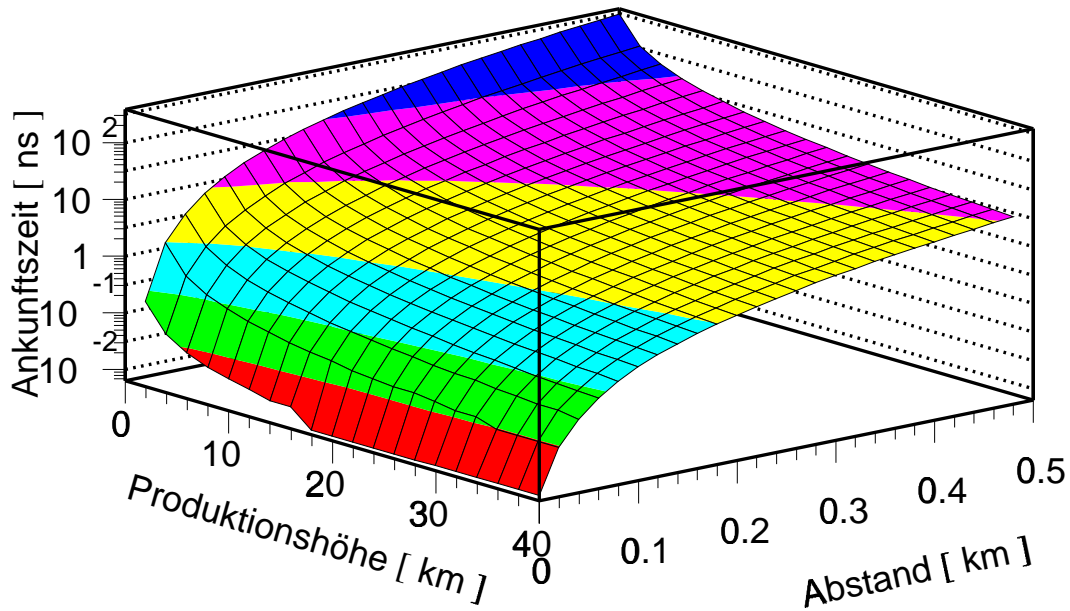


Bild 2.3: Graphische Darstellung der Myonankunftszeiten ( $\Delta t$ ) in Abhängigkeit von der Produktionshöhe ( $h$ ) und Abstand vom Schauerzentrum ( $R$ ), wie sie sich aus Gleichung 2.3 unter der Annahme einer ungestörten Ausbreitung ergeben.

In Bild 2.4 a,b sind zur Veranschaulichung zwei unterschiedliche Produktionshöhenprofile angenommen, welche sich in der Starthöhe der Schauerentwicklung unterscheiden. Das Produktionshöhenprofil zeigt, wieviele Myonen aus welcher Produktionshöhe das Beobachtungsniveau erreichen. Man erkennt in den sich daraus ergebenden Zeiten (Bild 2.4 c,d) deutliche Unterschiede in den entsprechenden Zeitprofilen. Entwickelt sich die hadronische Komponente, an welche die myonische Komponente über den  $\pi^+$  bzw.  $\pi^-$  Zerfall gekoppelt ist, schneller und damit in größeren Höhen, so werden bei festem radiale Abstand zum Schauerzentrum im Mittel frühere Zeiten gemessen als bei einem sich später entwickelnden Schauer. Die Ankunftszeitverteilungen von Myonen sind damit auf die longitudinale Schauerentwicklung sensitiv. Es ist zu beachten, daß dieses Produktionshöhenprofil nicht identisch mit der longitudinalen Schauerentwicklung ist. Eine Darstellung, die besser der longitudinalen Schauerentwicklung entspricht, ist in Bild 2.4 e,f gezeigt. Hierbei werden jeweils alle Myonen, die einen Beitrag zum Produktionshöhenprofil liefern, aufaddiert, welche bis zu einer bestimmten atmosphärischen Tiefe entstanden sind. Diese Verteilung ist, für stabile wechselwirkungsfreie Teilchen,

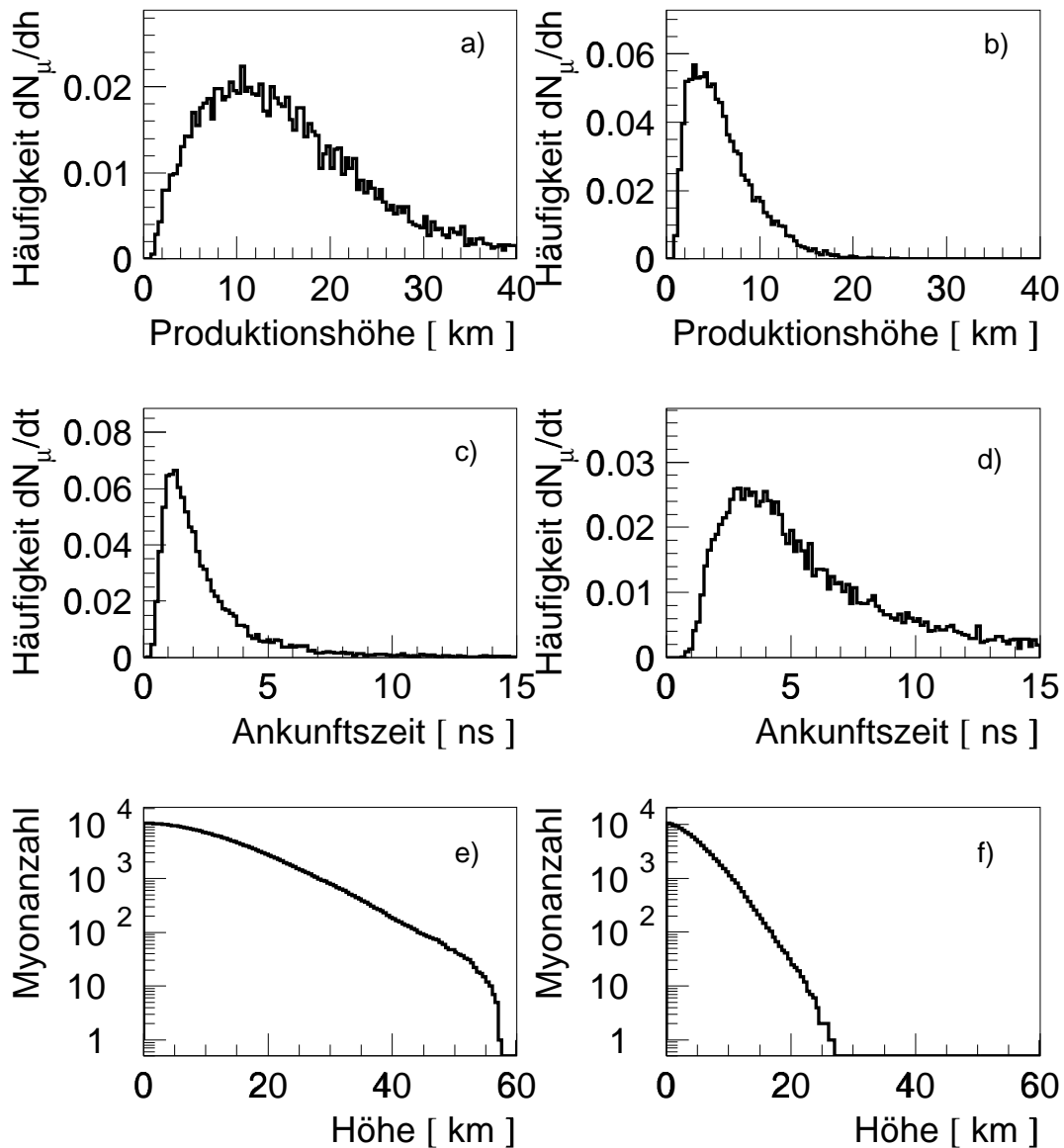


Bild 2.4: Produktionshöhenprofile und die sich daraus ergebenden Ankunftszeiten und „longitudinale“ Schauerentwicklung für  $100 \text{ m} \leq R < 150 \text{ m}$ . Produktionshöhenprofil a), sich daraus ergebende Ankunftszeiten c) und „longitudinale“ Schauerentwicklung e). Zweites Produktionshöhenprofil b), sich hieraus ergebende Ankunftszeiten d) und „longitudinale“ Schauerentwicklung f).

mit der longitudinalen Schauerentwicklung identisch. Für den Fall von Myonen in Luftschauern jedoch entspricht auch diese Verteilung nicht der longitudinalen Schauerentwicklung, da Myonen nicht stabil sind und so nicht alle produzierten Myonen das Beobachtungsniveau erreichen.

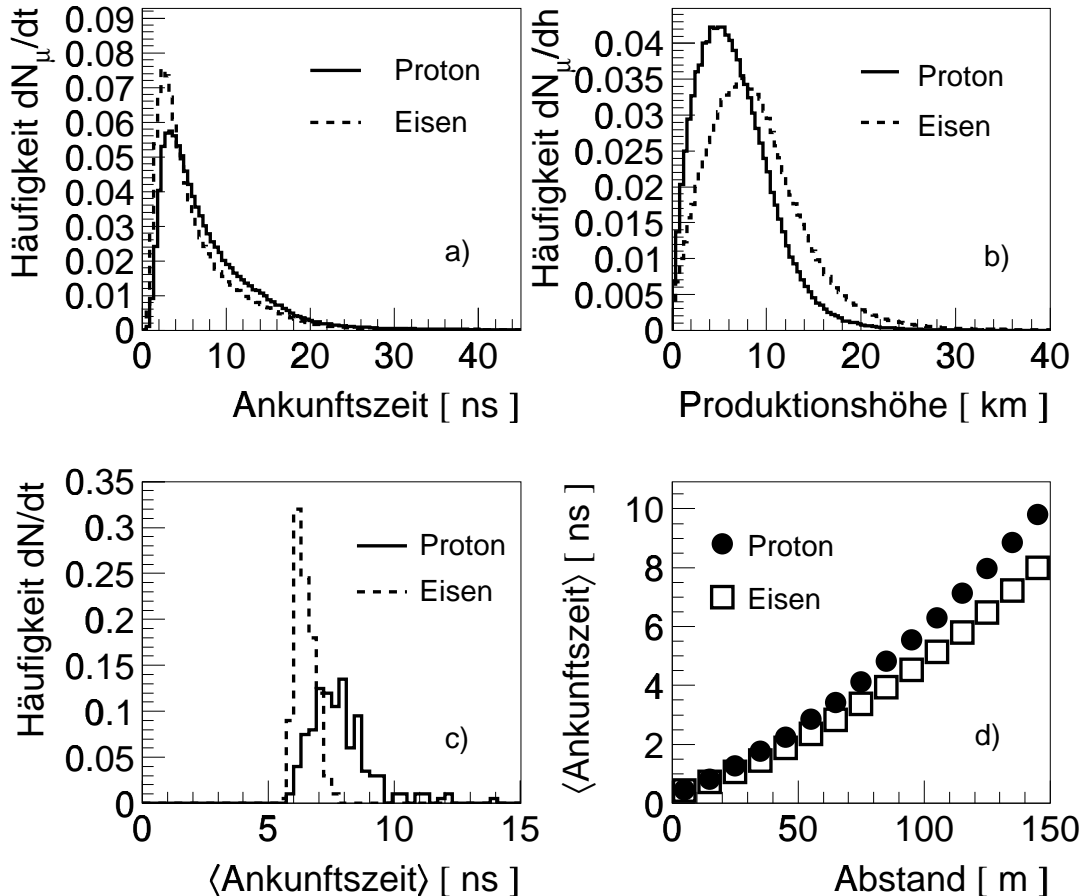


Bild 2.5: Vergleich von Myonankunftszeiten a), Myonproduktionshöhen b), mittleren Myonankunftszeiten je Schauer c) und Schauerprofilen d) für proton- bzw. eiseninduzierte mit CORSIKA simulierte Schauer einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV für  $100 \text{ m} \leq R < 150 \text{ m}$ .

Führt man eine vollständige Luftschauersimulation mit Hilfe eines Monte Carlo Programmes aus, so zeigt auch diese die prinzipiellen Zusammenhänge zwischen Myonankunftszeiten und deren Produktionshöhen. Durch Unterschiede in ihrer longitudinalen Schauerentwicklung sollten sich unterschiedliche myonische Ankunftszeitverteilungen für verschiedene Primärteilchen ergeben. In Bild 2.5 sind die Ergebnisse von Luftschauersimulationen mit Hilfe des CORSIKA Programmes [COR 98] (siehe Kapitel 5) für proton- und eiseninduzierte Schauer einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV in Bezug auf ihre myonischen Ankunftszeitverteilungen dargestellt. Der Abstand zum Schauerzentrum der gezeigten Myonen wurde in den ersten drei Teilbildern auf  $100 \text{ m} \leq R < 150 \text{ m}$

beschränkt. Zusätzlich wurde eine Mindestenergie von  $E_\mu \geq 2.0$  GeV für die Myonen gefordert. Myonen, welche hohe Energien besitzen, haben kleinere Zeiten, da dies einerseits für die Myonen eine höhere Geschwindigkeit bedeutet, andererseits besitzen diese Myonen im Mittel eine größere Produktionshöhe. Es zeigen sich Unterschiede zwischen den von verschiedenen Primärteilchen induzierten Schauern. Dies gilt sowohl für die Einzelzeiten als auch für das Produktionshöhenprofil, wie in den Bildern 2.5 a,b dargestellt, wobei bei Luftschauersimulationen die Produktionshöhe die tatsächliche Produktionshöhe darstellt, das heißt die Höhe, in der das geladenen Pion zerfällt. Dieser Produktionsort wird im allgemeinen nicht auf der Schauerachse liegen (wie es der Gleichung 2.3 entspricht). In Bild 2.5 c sind die mittleren Ankunftszeiten je Schauer dargestellt. Hier erkennt man wie auch in Bild 2.5 d, in welchem die sogenannten Schauerprofile dargestellt sind, einen recht deutlichen Unterschied zwischen den verschiedenen Primärteilchen. Unter dem Schauerprofil versteht man die mittleren Ankunftszeiten aufgetragen gegen den Abstand zum Schauerzentrum. Die im Mittel niedrigere Produktionshöhe der Myonen in protoninduzierten Schauern führt zu größeren Zeiten als bei eiseninduzierten Schauern. Die Simulationen werden in Kapitel 5 genauer beschrieben. Das Schauerprofil ist somit ein Abbild der longitudinalen Schauerentwicklung, welches auf einem festen Beobachtungsniveau gemessen wird.

Eine Schwierigkeit der Ankunftszeitmessungen liegt in der Festlegung des Zeitnullpunktes. Prinzipiell bestehen zwei Möglichkeiten diesen zu wählen. Eine Möglichkeit ist die Ankunftszeit des Schauerzentrums als Referenzzeit zu verwenden. Die sich bei der Verwendung dieses Zeitnullpunktes ergebenden Ankunftszeitverteilungen werden in dieser Arbeit als globale Zeiten bezeichnet und mit den Index „glob“ ( $T^{glob}$ ) versehen. Eine zweite Möglichkeit der Festlegung des Zeitnullpunktes besteht in der Verwendung der ersten im Myondetektor gemessenen Zeit. Diese Zeiten werden hier als lokale Zeiten bezeichnet und mit den Index „lok“ ( $T^{lok}$ ) versehen.



# 3

## Das KASCADE Experiment

Das Experiment KASCADE dient der Messung von ausgedehnten Luftschauern in einem Energiebereich von  $5 \cdot 10^{14} - 10^{17}$  eV und soll außer dem Fluß innerhalb dieses Energiebereiches auch die primäre chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung untersuchen. Um trotz der großen intrinsischen Fluktuationen innerhalb der Schauer zuverlässige Aussagen über einen einzelnen Schauer liefern zu können, werden bei KASCADE die drei Hauptschauerkomponenten, die hadronische, die myonische und die elektromagnetische Komponente gleichzeitig gemessen. Das Experiment besteht aus mehreren verschiedenen Detektorkomponenten, welche schematisch in Bild 3.1 dargestellt sind.

- Das sogenannte KASCADE Array besteht aus einem großflächigen Detektorfeld aus Szintillationszählern, das der Messung der elektromagnetischen und der myonischen Komponente dient [Kla 97]. Dieses besitzt, auf einer Fläche von  $200 \times 200$  m<sup>2</sup>, 252 Detektorstationen in einem Raster von  $16 \times 16$ , wobei in der Mitte des Feldes vier Stationen ausgespart sind, um Platz für den Zentraldetektor zu erhalten. Die einzelnen Detektorstationen besitzen einen Abstand von 13 m zueinander und sind in 16 Cluster zusammengefaßt. In den zwölf äußeren Cluster befinden sich in jeder Detektorstation jeweils zwei  $e/\gamma$ - und ein segmentierter Myon-Detektor mit einer Schwellenenergie von  $E_\mu \geq 230$  MeV. Mit Hilfe dieses Detektorarrays werden die Schauerrichtung, die Position des Schauerzentrums, die Schauergröße  $N_e$  und die Anzahl der Myonen  $N_\mu$  und  $N_\mu^{tr}$  rekonstruiert.  $N_\mu^{tr}$  ist die Myonanzahl, die innerhalb von 40 - 200 m um das Schauerzentrum rekonstruiert wird. Die Myonzahl ist für das KASCADE Experiment ein guter Energieschätzer, wobei  $N_\mu^{tr}$  etwas bessere Ergebnisse ergibt, da durch den Radiuschnitt einerseits Einflüsse von Punch-trough besser vermieden werden können, andererseits die Myondichte nur über den Bereich integriert wird, welcher auch durch Detektoren zugänglich ist [Web 97].

Die Primärenergieschwelle des Detektorarrays liegt bei etwa  $5 \cdot 10^{14}$  eV. Die Fehler in der Rekonstruktion der einzelnen Größen betragen für einen Schauer einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV für die Schauerrichtung  $0.4^\circ$ , für die Schauerposition 2 m, für die Schauergröße  $N_e$  3-10% und für die Myonzahlen  $N_\mu$  und  $N_\mu^{tr}$  etwa 10-20% [Ant 00].

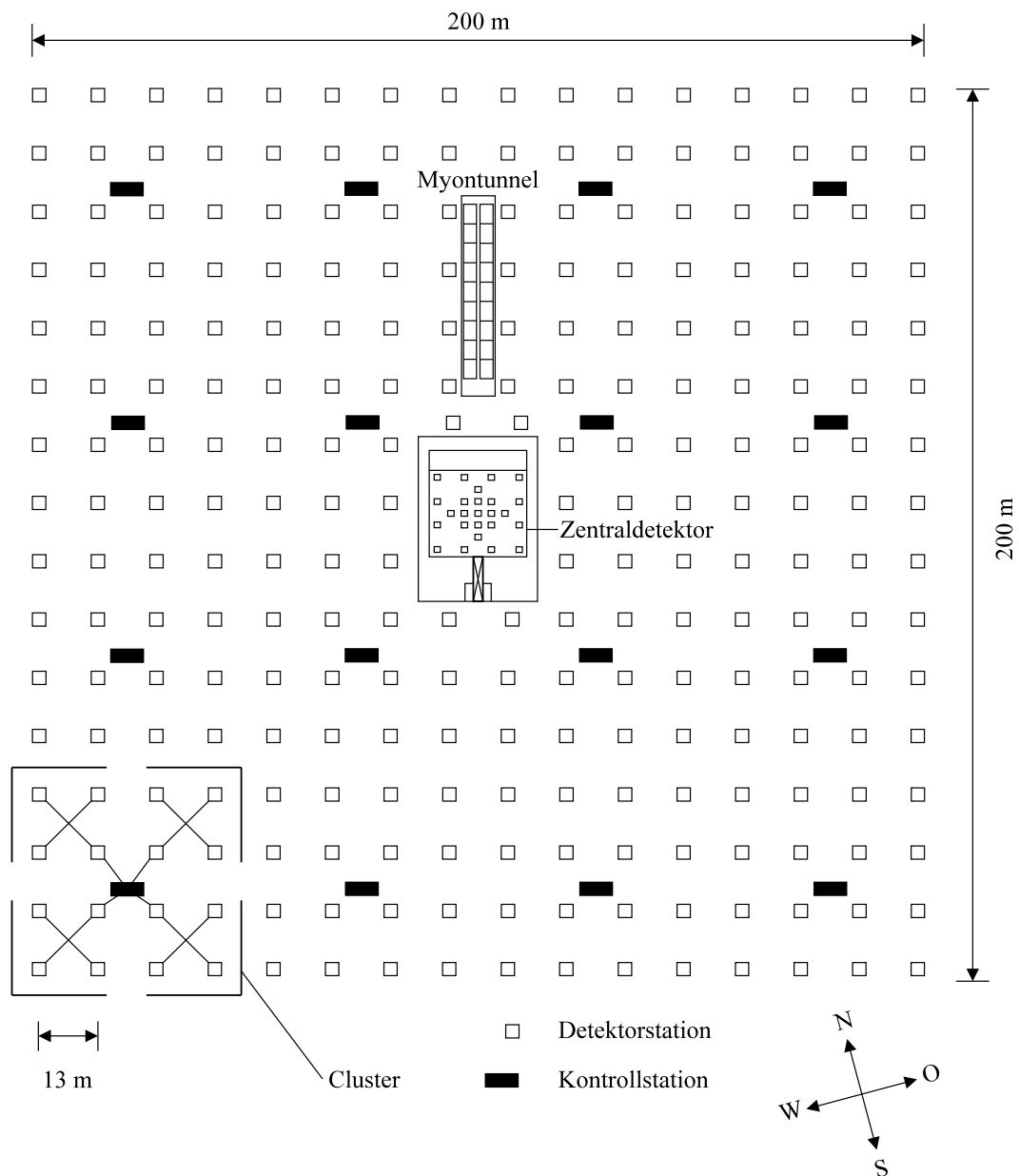


Bild 3.1: Schematische Darstellung des KASCADE Experimentes.

- Im Zentrum des Detektorfeldes befindet sich der  $20 \times 16 \text{ m}^2$  große Zentraldetektor (siehe Bild 3.2). Dieser besteht aus mehreren Detektorkomponenten. Den zentralen Teil bildet ein Eisen-Sampling-Kalorimeter [Eng 99] mit acht aktiven Lagen von Flüssigionsisationskammern, welche mit Tetramethylsilan oder -pentan gefüllt sind, und dient der Untersuchung der hadronischen Komponente im Schauerzentrum. Oberhalb der ersten aktiven Lage befinden sich 5 cm Blei und 12 cm Eisen zur Abschirmung der elektromagnetischen Komponente. Zwischen den einzelnen aktiven Lagen befindet sich jeweils 12 - 36 cm Eisen als passiver Absorber.

Mit Hilfe des Kalorimeters lassen sich hadronische Größen wie Hadronzahl sowie Richtung und Energie einzelner Hadronen messen. Die Energieschwelle für die Bestimmung dieser hadronischen Größen liegt bei etwa 50 GeV.

- Unterhalb des Kalorimeters unter einer Abschirmung, die einer Myonenergieschwelle von 2.4 GeV entspricht, befinden sich zwei Lagen aus jeweils 16 ortsauffösenden Vieldraht-Proportionalkammern (Myonkammern) [Hau 96]. Diese dienen der Untersuchung der Dichte und der Verteilung hochenergetischer Myonen über die sensitive Fläche der Kammern ( $2 \times 129 \text{ m}^2$ ). Durch ihren teleskopartigen Aufbau aus zwei Lagen lassen sich die Richtungen der registrierten Myonen auf etwa  $1.0^\circ$  bestimmen.

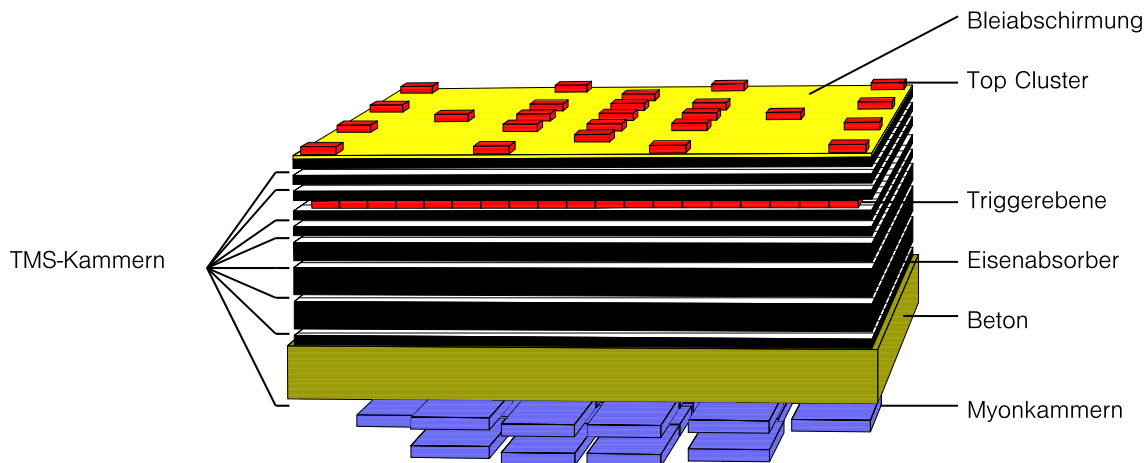


Bild 3.2: Schematische Darstellung des KASCADE Zentraldetektors.

- Auf dem Dach des Zentraldetektors befindet sich das sogenannte Top-Cluster, das aus 50 Szintillationsdetektoren mit einer aktiven Fläche von jeweils  $0.46 \text{ m}^2$  besteht, von welchen sich jeweils zwei innerhalb einer Detektorbox befinden. Das Top-Cluster dient der Schließung der Detektorlücke des Detektorfeldes im Bereich des Zentraldetektors. Weiterhin kann es zum Studium niederenergetischer Schauer dienen, welche unterhalb der Schwelle des Detektorfeldes liegen. Die Detektoren sind in der Lage, Zeit- und Energieinformationen (d.h. Anzahl der registrierten Teilchen) zu liefern [Hae 96].
- Unterhalb der dritten Absorberlage, dies entspricht einer Myonenergieschwelle von 490 MeV, befindet sich die sogenannte Triggerebene. Diese besteht aus 456 Szintillationsdetektoren der gleichen Bauart wie die des Top-Clusters und dient einerseits, wie auch das Top-Cluster, der Erzeugung eines schnellen Triggersignals für den gesamten Zentraldetektor [BrR 98], andererseits liefert sie die Möglichkeit, Myonankunftszeiten innerhalb von ausgedehnten Luftschauern zu untersuchen [Föl 97]. Zusätzlich besteht zusammen mit den Detektoren des Top-Clusters die Möglichkeit, Relativzeiten zwischen der  $e/\gamma$ -Komponente und der myonischen Komponente zu bestimmen [Haf 00]. Im nächsten Abschnitt wird näher auf diese Detektorkomponente eingegangen.

- Unterhalb der Myonkammern befindet sich derzeit eine Lage von ortsauflösenden Limited Streamer Tubes (LST) zur verbesserten Messung der Myonkomponente im Aufbau. Diese Erweiterung dient der Erhöhung der aktiven Flächenbelegung der Myonkammern und liefert zusätzlich die Möglichkeit, Mehrdeutigkeiten in der Messung der Myonkammern, welche bei zunehmender Myondichte im Schauer stark anwachsen, aufzulösen [Ant 01].
- Im Norden des Zentraldetektors befindet sich der sogenannte Myontunnel. Dieser besteht aus 16 Detektortürmen mit jeweils drei Lagen von Streamertube Detektoren auf einer Fläche von  $48 \times 5.4 \text{ m}^2$  und besitzt eine Schwellenenergie von 800 MeV. Er dient der Messung der myonischen Komponente außerhalb des Schauersentrums und soll speziell zur Rekonstruktion von Myonspuren und damit der Bestimmung der Richtung der Myonen dienen [Dol 95].

### 3.1 Die Triggerebene des Zentraldetektors

Die Triggerebene besteht aus insgesamt 456 Plastikszintillationsdetektoren auf Basis von Polyvinyltoluol, welche in 19 Zügen zu je 24 Detektoren in 12 Detektorboxen angeordnet sind und dient der Erzeugung eines schnellen Triggersignals für die verschiedenen Komponenten des Zentraldetektors. Ein Auslesesignal wird ausgelöst, wenn entweder eine Koinzidenz von mindestens 8 angesprochenen Detektoren oberhalb der sogenannten Myonschwelle (Myontrigger), diese entspricht 30% des wahrscheinlichsten Energie-deposits eines minimalionisierenden Teilchens (MIP), registriert wird, oder wenn ein sogenannter Hadrontrigger, das heißt 1 Detektor besitzt einen Energiedeposit, welcher mehr als 320 MeV entspricht, vorhanden ist.

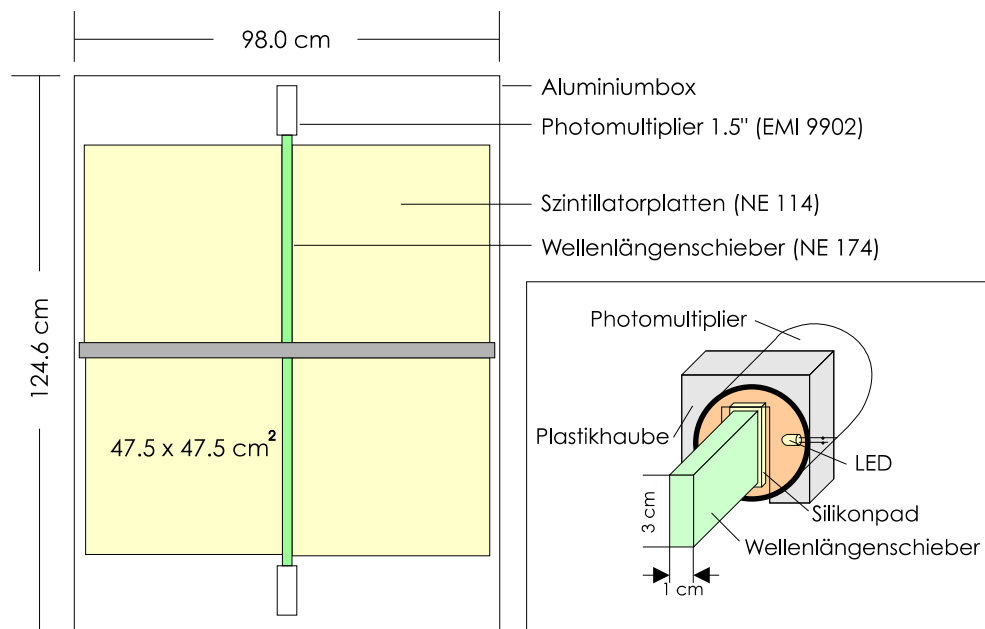


Bild 3.3: Schematischer Aufbau einer Detektorbox mit zwei Szintillationsdetektoren.

Der schematische Aufbau einer einzelnen Detektorbox ist in Bild 3.3 gezeigt. Der einzelne Detektor besteht aus zwei jeweils  $47.5 \times 47.5 \text{ cm}^2$  großen Szintillatorplatten mit einer Stärke von 3 cm. Die zwei Platten eines Detektors werden über einen gemeinsamen Wellenlängenschieber (WLS) ausgelesen, welcher das Szintillationslicht hauptsächlich über Totalreflektion zum Photomultiplier (PM) weiterleitet. Die Szintillatorplatten sind zur Vermeidung von Lichtverlusten mit einer Aluminiumfolie umhüllt. Zusätzlich sind die dem WLS gegenüberliegenden Seiten der Szintillationsplatten mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen, um durch diffuse Reflektion eine möglichst große Homogenität der Detektorantwort zu erreichen. Die Inhomogenität der Energiemessung konnte so auf etwa 3% verringert werden.

Zusätzlich ist vor jedem PM eine Leuchtdiode (LED) angebracht, welche durch einen externen Pulsgenerator angesteuert werden kann. Sie dient der Zeiteichung der Detektoren [Rai 97].

Die Triggerebene befindet sich zur Abschirmung der elektromagnetischen Komponente unterhalb einer Abschirmung von 5 cm Blei und 36 cm Eisen. Die Elektronik der Triggerebenen-detektoren besitzt neben der Möglichkeit der Erzeugung eines Triggersignals auch die Möglichkeit, Zeit- und Energieinformationen der Szintillationsdetektoren auszulesen. Somit steht mit der Triggerebene ein Detektor von insgesamt  $208 \text{ m}^2$  aktiver Fläche zur Messung der myonischen Komponente mit einer Energieschwelle von 490 MeV zur Verfügung. Mit Hilfe dieses Detektors soll untersucht werden, welche Informationen sich aus den Ankunftszeiten der myonischen Komponente in ausgedehnten Luftschauern ziehen lassen.

### 3.2 Die Elektronik der Triggerebene

Die Elektronik [BrR 98] wurde speziell für die Triggerebene des KASCADE Experiments konzipiert und hat mehrere Aufgaben zu erfüllen. Sie dient der Messung der Energiedepositionen und der Ankunftszeiten der Schauerteilchen im jeweiligen Szintillationszähler, der Bereitstellung eines Triggersignals für die Auslese des Experiments, der Überwachung der Szintillationsdetektoren und der automatischen Kalibration.

Um einen großen dynamischen Bereich in der Energiemessung abzudecken, wird das vom Photomultiplier kommende Signal in zwei parallele Verstärkungswege geteilt, und in ihnen unterschiedlich verstärkt. Der sogenannte Myonzweig dient der genauen Messung der Energiedepositionen einzelner Schauerteilchen. Mit seiner Hilfe wird weiterhin ein Triggersignal generiert und die Zeitmessung durchgeführt. Er wird höher verstärkt als der sogenannte Hadronzweig, der der Messung hoher Energiedeposite dient, welche durch im Kalorimeter aufschauernde Hadronen erzeugt werden, und deshalb nur schwächer verstärkt werden muß.

Die Signale eines Detektors werden zur Bildung eines Myontriggers für das Experiment herangezogen, wenn die sogenannte Myonschwelle im Diskriminator überschritten ist. Diese Schwelle liegt bei 0.3 MIP. Die logischen Signale aller 456 Detektoren werden aufsummiert. Ein Myontrigger wird gebildet, wenn mindestens 8 Detektoren ein Signal oberhalb dieser Myonschwelle besitzen. Der aus dem Hadronzweig gebilde-

te Hadrontrigger wird erzeugt, wenn mindestens 1 Detektor ein Signal liefert, welches der 166-fachen Myonschwelle entspricht (50 MIP). Neben der Diskriminierung zur Erzeugung der Triggersignale, werden die analogen Ausgangssignale beider Zweige zur Bestimmung des Energiedeposits mit Hilfe eines „Analog-to-Digital-Converter“ (ADC) digitalisiert.

Zur Zeitmessung ist im Myonzweig neben dem Diskriminator, der der Bildung des Myontriggers dient, ein zweiter Diskriminator eingebaut. Dieser Diskriminator ist auf eine Schwelle von 0.04 MIP eingestellt. Bei Erreichen dieser Schwelle wird ein logisches Signal erzeugt, welches dem Start der Zeitmessung des betreffenden Detektors dient. Zum Stopp der Zeitmessung wird ein zentraler 10 MHz Takt verwendet, der synchron auf die Elektronik aller 456 Kanäle verteilt wird. Bei dieser Methode wird die Ankunftszeit jedes Teilchens bezüglich eines 100 ns Taktes festgelegt. Um Zeiten größer als 100 ns zu messen, wird ab dem Auftreten einer gestoppten Zeitmessung mit Hilfe eines 5-Bit-Zählers festgestellt, wieviele Takte bis zum Eintreffen des zur Auslese dienenden Ereignistriggers des Experiments vergehen. Somit steht für die Zeitmessung insgesamt ein Bereich von 3200 ns zur Verfügung. Tritt innerhalb dieser Zeitspanne kein Ereignistrigger auf, so kann die Energieinformation des betreffenden Detektors in ein sogenanntes Einzelspektrum, welches der Energiekalibration dient, eingetragen werden, und die Elektronik des Detektors steht für eine neue Schauermessung bereit. Diese Einzelspektren werden der Reihe nach für alle Detektoren aufgenommen, wobei maximal 8 Detektoren gleichzeitig zu dieser Messung herangezogen werden. Die Aufnahme der Einzelspektren beeinflusst jedoch nicht die Schauermessung.

### 3.2.1 Die Energieeichung der Triggerebene

Zur Energiemessung müssen die durch den 8-Bit ADC digitalisierten Signale in Energiewerte umgerechnet werden. Minimalionisierende Myonen deponieren im Szintillator Energien, welche einer Landau-Verteilung folgen. Durchgeführte Simulationen zeigen, daß der wahrscheinlichste Wert (Myonpeak) der Energiedeposition 6.4 MeV beträgt [Ama 95]. Mit Hilfe dieses Wertes läßt sich das Kanalspektrum des ADC in ein Energiespektrum umrechnen, indem an das Kanalspektrum eine Landau-Verteilung angepaßt wird, deren wahrscheinlichster Wert mit 6.4 MeV gleichgesetzt wird. Den nötigen zweiten Punkt zur Kalibration liefert der Nullpunkt des Kanalspektrums, welcher einer Energiedeposition von 0 MeV gleichgesetzt wird. Unter Annahme der Linearität der ADC-Kennlinie läßt sich mit diesen zwei Punkten die Energiekalibration durchführen. Die Kalibration des ADC muß jedoch ständig überprüft werden, da die Lage der Myonpeaks äußeren Einflüssen (z.B. Temperaturschwankungen) unterworfen ist. Hierzu werden die im vorherigen Abschnitt erwähnten Einzelspektren verwendet, welche ständig parallel zu den Schauermessungen aufgenommen werden. Dadurch kann ein Driften der Peaks beobachtet und durch Ändern der Hochspannung am betreffenden Photomultiplier korrigiert werden.

### 3.2.2 Die Zeiteichung der Triggerebene

Zur weiteren Auswertung müssen die mit einem weiteren 8-Bit ADC digitalisierten Zeitwerte in ns umgerechnet werden. Bei der Zeitmessung werden jeweils 100 ns, welche einem 10 MHz Takt entsprechen, auf 200 Kanäle des ADC Spektrums abgebildet. Dies würde rein rechnerisch einer Kanalbreite von 0.5 ns entsprechen; da die ADC jedoch differentiell nicht-linear sind, werden die Kanalbreiten so verändert, daß ein Kastenspektrum entsteht, das heißt, daß in jedem Kanal gleichviele Einträge enthalten sind. Hierdurch schwanken die Kanalbreiten zwischen 0.1 und 0.9 ns. Zusätzlich zu diesem Meßbereich von 100 ns steht, wie bereits beschrieben, ein Zähler zur Verfügung, welcher die 10 MHz Takte zählt, die bis zum Eintreffen eines Ereignistriggers vergehen. Neben der Umrechnung von Kanalzahl in ns müssen zusätzlich noch die zeitliche Lage der einzelnen Detektoren zueinander bestimmt werden. Differenzen treten durch unterschiedliche Laufzeiten in der Elektronik und den Signalkabeln auf. Die Kabel wurden zur Verringerung von Laufzeitdifferenzen gleichlang ausgelegt, besitzen aber trotzdem kleine Unterschiede in ihrer Länge und damit in ihrer Signallaufzeit. Zur Bestimmung dieser Differenzen dient die bereits erwähnte LED, welche direkt vor dem PM angebracht ist. Diese werden durch einen mit den 10 MHz Takt synchronisierten Pulsgenerator angesteuert. Somit entstehen in den Zeitspektren der einzelnen Detektoren Peaks in einem Kanal. Deren unterschiedliche Position spiegelt die unterschiedliche zeitliche Lage und damit die Differenzen der elektronischen Durchlaufzeiten wider. Diese Offsets in der zeitlichen Lage des Peaks werden direkt bei der Schauermessung berücksichtigt und werden auch ständig während der Messung überprüft, indem bei laufender Schauer messung der Triggerebene einzelne Detektoren für die „gepulste Messung“ stillgelegt werden.

Dieser „online-Abgleich“ bestimmt noch nicht vollständig die zeitliche Lage aller Detektoren zueinander, da sich durch Unterschiede in den Längen der Kabel zwischen Pulsgenerator und LED und auch in den Ansprechzeiten der LED zusätzliche Verschiebungen ergeben können, welche in der Schauer messung nicht auftreten. Um diese zu bestimmen, werden in größeren zeitlichen Abständen (drei Monate) Messungen mit einem zusätzlichen Szintillationszähler durchgeführt. Hierbei wird der zusätzliche Zähler im Keller des Zentraldetektors in Koinzidenz mit der Triggerebene betrieben. Die gemessenen Zeiten bei Koinzidenzen von genau einem Zähler der Triggerebene und dem Zähler im Keller können, nach Laufwegkorrekturen, zur Bestimmung des genauen Offsets der einzelnen Triggerebenen detektoren verwendet werden.

Prinzipiell stehen neben dieser Eichung durch einen zusätzlichen Detektor, welcher als Referenzzeit verwendet wird, noch zwei andere Methoden des Zeitabgleichs zur Verfügung, welche anhand von Schauer messungen durchgeführt werden können. Dies ist einerseits die auch mit dem Top-Cluster durchgeführte Zeiteichung [Haf 00], bei der für jeden Schauer, welcher eine Mindestmultiplizität, das heißt eine bestimmte Mindestzahl von angesprochenen Detektoren, überschreitet, eine Ebene an die gemessenen Zeiten angepaßt wird. Trägt man die Differenzen der gemessenen Zeiten zu den errechneten Zeiten der angepaßten Ebene an den entsprechenden Positionen auf, so sollten diese im Mittel für viele Schauer für alle Detektoren gleich sein. Eventuelle Abweichungen untereinander entsprechen den gesuchten Zeitoffsets der betreffenden Detektoren.

Eine weitere Möglichkeit beruht darauf, daß alle Detektoren gemittelt über viele Schauer die gleiche Zeit messen sollten. Diese Methode entspricht in ihrer Grundannahme der Ebeneneichung, kommt jedoch ohne Berechnung einer Ebene aus. Es werden alle gemessenen Zeiten eines Schauers auf die Zeit eines beliebigen angesprochenen Detektors dieses EAS bezogen und in ein Histogramm eingetragen. Führt man diese Differenzbildung für viele Schauer durch, so erhält man für jeden Detektor ein Histogramm. An diese Relativzeiten können Gaußverteilungen angepaßt werden, deren Mittelwerte jeweils Null sein sollten. Die Abweichungen von Null entsprechen dann den gesuchten Zeitoffsets der einzelnen Detektoren.

Alle drei Verfahren liefern im Rahmen der Statistik die gleichen Ergebnisse für den Zeitabgleich der einzelnen Detektoren. Die Differenzen der einzelnen Verfahren folgen einer Gaußverteilung mit einem Sigma  $\sigma_{ges}$  von etwa 0.5 ns. Dieses Sigma kann gleichzeitig als Abschätzung des Fehlers des Zeitabgleichs dienen. Geht man von gleichwertigen Verfahren mit gleichgroßen Fehlern aus, so ergibt sich ein Fehler  $\sigma_e$  des Detektorzeitabgleichs von etwa  $\frac{\sigma_{ges}}{\sqrt{2}} = 0.4$  ns.

Nachdem sich gezeigt hat, daß alle drei Verfahren gleichwertige Ergebnisse liefern, wird in Zukunft zum Zeitabgleich der Triggerebenenendektoren die Methode der mittleren Zeiten verwendet, da sie einerseits einfacher durchzuführen ist als die Eichung mittels eines Referenzdetektors. Andererseits liefert sie stabilere Ergebnisse als die Anpassung einer Ebene an die Zeiten der Triggerebenenendektoren, bei der einzelne Detektoren mit einem großen Zeitoffset falsche Werte des Offsets liefern können.

### 3.3 Die Zeiteigenschaften der Szintillationsdetektoren

Bevor auf Schauermessungen der Triggerebene des KASCADE Experiments eingegangen wird, werden die Eigenschaften der Triggerebenenendektoren anhand von Einzelmessungen untersucht.

Zur Untersuchung der Zeitauflösung der Triggerdetektoren inklusive der dazugehörigen Elektronik wird eine von der Schauermessung unabhängige Messung vorgenommen. Hierzu wurde eine Testanordnung aus zwei übereinander angebrachten Triggerdetektoren aufgebaut, um mit Hilfe von unkorrelierten Myonen die Zeitauflösung zu bestimmen. Die Detektoren haben einen vertikalen Abstand von 2.5 m und wurden in einer Koinzidenzschaltung betrieben. Für ein koinzidentes Ereignis wurde sowohl die Energie- als auch die Zeitinformation registriert. Bild 3.4 zeigt die Differenzen gemessener Zeiten  $\Delta t = t_1 - t_2$  der beiden Detektoren, wobei  $t_1$  die Zeit des unteren Detektors und  $t_2$  die Zeit des oberen Detektors ist. Für die gemessenen Differenzzeiten ergibt sich eine Verteilung, welche sich mit einer Gaußverteilung beschreiben läßt. Für die angepaßte Gaußverteilung ergibt sich ein Mittelwert von 9.1 ns, der den vertikalen Abstand und dem elektronischen Zeitoffset der beiden Detektoren entspricht, und ein  $\sigma_{ges}$  von 2.35 ns. Dieses  $\sigma_{ges}$  entspricht der Zeitauflösung des Detektorsystems, aus welcher sich die Zeitauflösung des Einzeldetektors einfach als  $\sigma_e = \frac{\sigma_{ges}}{\sqrt{2}}$  errechnen läßt, da es sich um zwei identische Detektoren handelt. Somit ergibt sich für den Einzeldetektor eine Zeitauflösung  $\sigma_e$  von 1.66 ns. Die Messung wurde mit einem zweiten Detektorpaar wiederholt, welches die gleichen Werte für die Zeitauflösung lieferte.



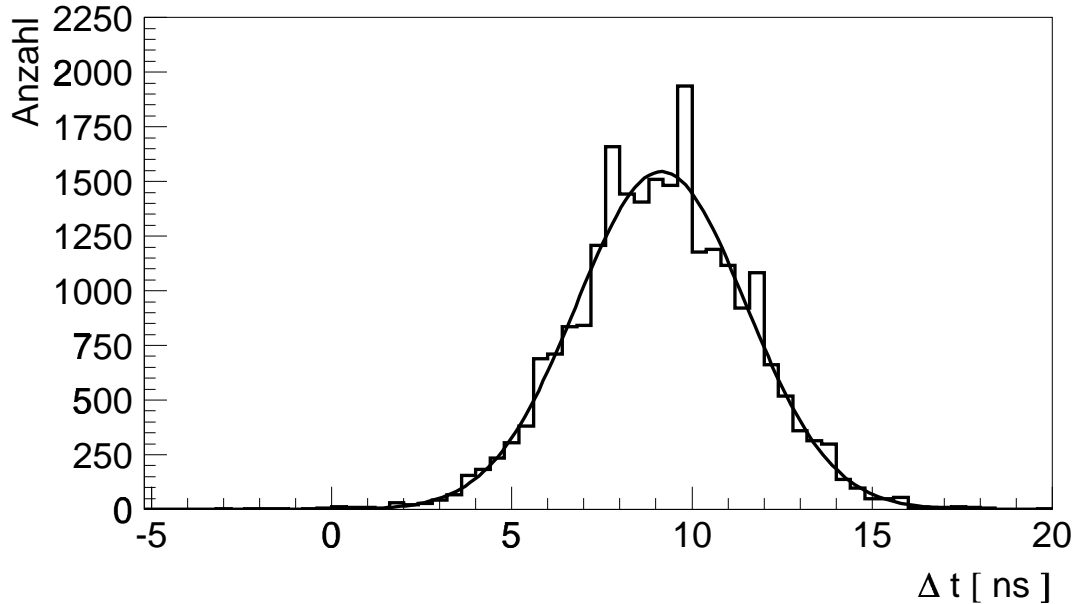


Bild 3.4: Differenzzeiten zweier Szintillationsdetektoren bei Messung von einzelnen Myonen mit Anpassung einer Gaußverteilung.

Diese Zeitauflösung ist etwas schlechter als eine frühere mit demselben Detektortyp bestimmte Zeitauflösung [Feß 97] von 1.2 ns. In dieser älteren Messung wurde eine Szintillatorplatte in  $25 \times 9.5 \times 9.5 \text{ cm}^2$  große Felder unterteilt, indem ein zweiter Szintillationsdetektor mit diesen Maßen direkt darübergerlegt wurde. Für jedes dieser 25 Felder wurde eine Messung durchgeführt, wobei als Zeitnullpunkt die Zeit des kleinen Szintillationsdetektors verwendet wurde. Die bessere Zeitauflösung dieser Messung liegt in der Elektronik begründet. Es wurde hierfür nicht die Serienelektronik benutzt, die wie gesagt starke Nichtlinearitäten besitzt.

Um die gemessenen Zeitauflösungen zu verstehen, wurde für die Messung [Feß 97] eine Ray-Tracing Simulation des Detektors vorgenommen [Ber 98]. Diese führt zu einer guten Reproduktion der Meßwerte für die einzelnen Felder. Sie zeigt jedoch auch, daß die gemessenen Zeiten im starken Maß von der deponierten Energie abhängig sind. Dies ist verständlich, wenn man beachtet, daß in den Meßanordnungen sogenannte „Leading Edge“ Diskriminatoren verwendet werden. Diese liefern ein Ausgangssignal, sobald eine feste Schwelle überschritten wird. Der Zeitpunkt des Erreichens der Schwelle, tritt aber bei gleichbleibender Signalform mit steigender Signalthöhe immer früher ein. Dieser Effekt wird als „Walk“ des Diskriminators bezeichnet. Die mit Hilfe der Ray-Tracing Simulation erhaltene Energieabhängigkeit der gemessenen Zeiten wird mit der empirischen Form

$$t = a - \left( b \cdot \frac{\sqrt{E_{dep}/\text{MeV}}}{\sqrt{E_{dep}/\text{MeV}} + c} \right) \quad (3.1)$$

parametrisiert. Der Parameter  $a$  entspricht hierbei nur einer Verschiebung und dient der Anpassung der Parametrisierung an die gemessenen Werte. Als Ergebnis der durchgeführten Anpassung ergibt sich  $b$  zu 26 ns und  $c$  zu 0.88.

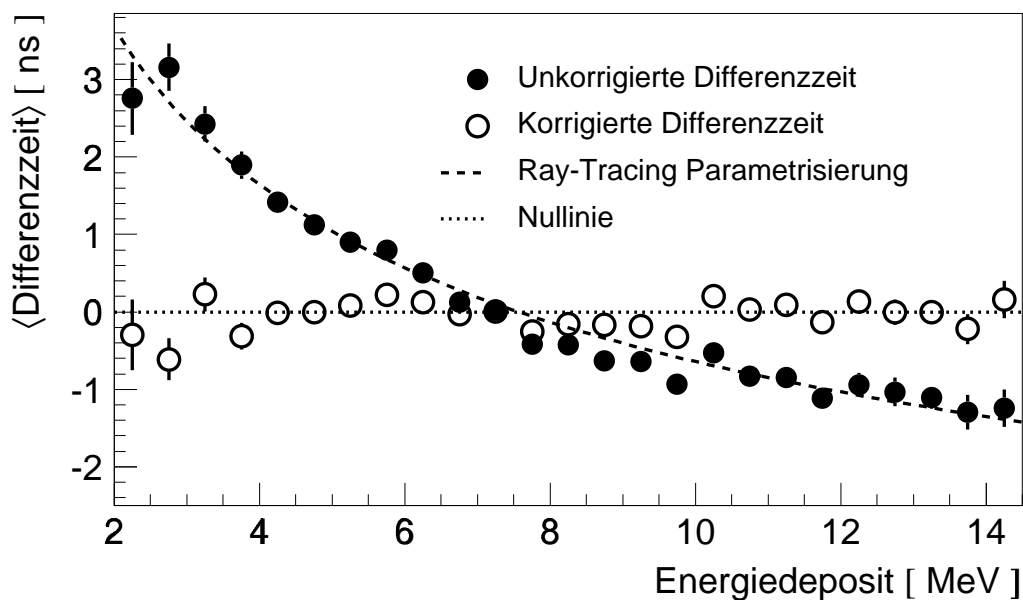


Bild 3.5: Gemessene Differenzzeit zwischen den beiden Detektoren in Abhängigkeit von dem Energiedeposit im unteren Detektor. Zum Vergleich sind die aus der Ray-Tracing Simulation erhaltene Parametrisierung und eine um diese Systematik bereinigte Differenzzeit eingezeichnet. Die gepunktete Linie zeigt die Nulllinie und dient der Überprüfung der Güte der Korrektur.

Diese Parametrisierung kann mit der zu Beginn dieses Abschnitts beschriebenen Messung überprüft werden. In Bild 3.5 ist die gemessene Differenzzeit  $t_1 - t_2$  gegen die im unteren Detektor deponierte Energie  $E_1$  aufgetragen, wobei um den mittleren Zeitoffset von 9.1 ns korrigiert wurde. Zusätzlich ist auch die parametrisierte Abhängigkeit aus der Ray-Tracing Simulation eingetragen. Man erkennt, daß die Parametrisierung die Energieabhängigkeit gut beschreibt.

Nachdem die Energieabhängigkeit der Zeitmessung sowohl anhand von Simulationen als auch anhand von Messungen verstanden ist, besteht die Möglichkeit, diese Abhängigkeit in den gemessenen Zeiten zu berücksichtigen. Korrigiert man die gemessenen Zeiten mit Hilfe der erhaltenen Parametrisierung, so ergeben sich die in den Bildern 3.5 und 3.6 dargestellten Verteilung der Differenzzeiten. In Bild 3.5 erkennt man, daß die korrigierten Zeiten gut um die Nulllinie verteilt sind. Zum Vergleich wurde in Bild 3.6 die unkorrigierte Verteilung mit eingezeichnet. Die Zeitauflösung des Gesamtsystems verbessert sich von 2.35 ns auf 2.06 ns. Dies entspricht einer Zeitauflösung von 1.46 ns für den Einzeldetektor.

Hierbei ist jedoch zu beachten, daß sowohl die gemessene als auch die simulierte Energieabhängigkeit nur für einzelne minimalionisierende Teilchen untersucht wurde. Dies

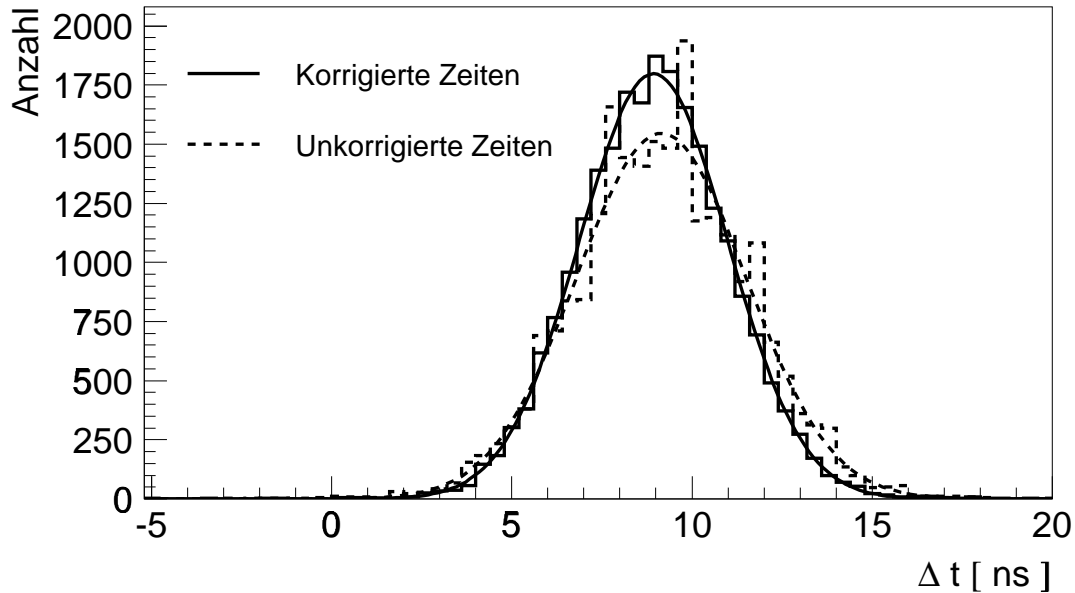


Bild 3.6: Energiedepositkorrigierte Differenzzeiten zweier Szintillationsdetektoren bei Messung einzelner Myonen im Vergleich zu unkorrigierten Differenzzeiten.

ist in einer Schauermessung mit Hilfe dieser Detektoren zu berücksichtigen. Eine einfache Methode hierzu ist, in Schauermessungen nur Detektoren zu verwenden, die in dem betreffenden Ereignissen kleine Energiedeposite besitzen. Bei diesen kann davon ausgegangen werden, daß nur ein Teilchen den Detektor getroffen hat. Die Beschränkung auf nur ein Teilchen je Detektor bedeutet einen Schnitt in der Myondichte auf einen Wert von etwa 2 Myonen je  $m^2$ . Da diese Dichte in Luftschauern nur nahe des Schauerzentrums überschritten wird, bewirkt dieser Schnitt keine systematischen Fehler in der Analyse, wenn keine Ereignisse mit kleinen Abständen zum Schauerzentrum untersucht werden.

### 3.4 Die Implementierung der Szintillationsdetektoren in die Detektorsimulation

Da die im vorherigen Abschnitt angesprochenen Ray-Tracing Simulationen bei einer zur Interpretation der Meßwerte notwendigen detaillierten Detektorsimulation aller Detektoren des KASCADE Experiments zu zeitaufwendig wären, wird in diesem Abschnitt untersucht, ob auch eine vereinfachte Simulation der Triggerebene befriedigende Ergebnisse liefert. Die in den Detektoren der Triggerebene deponierten Energien werden mit Hilfe des Programmpakets GEANT 3.16 [GEA 93] berechnet. Als Eingangsgrößen für die Detektorsimulation der Zeiten dienen die für diesen Detektortyp gemessenen Zeitwerte der 25 Teilfelder [Feß 97]. In Bild 3.7 sind die gemessenen Werte dargestellt.

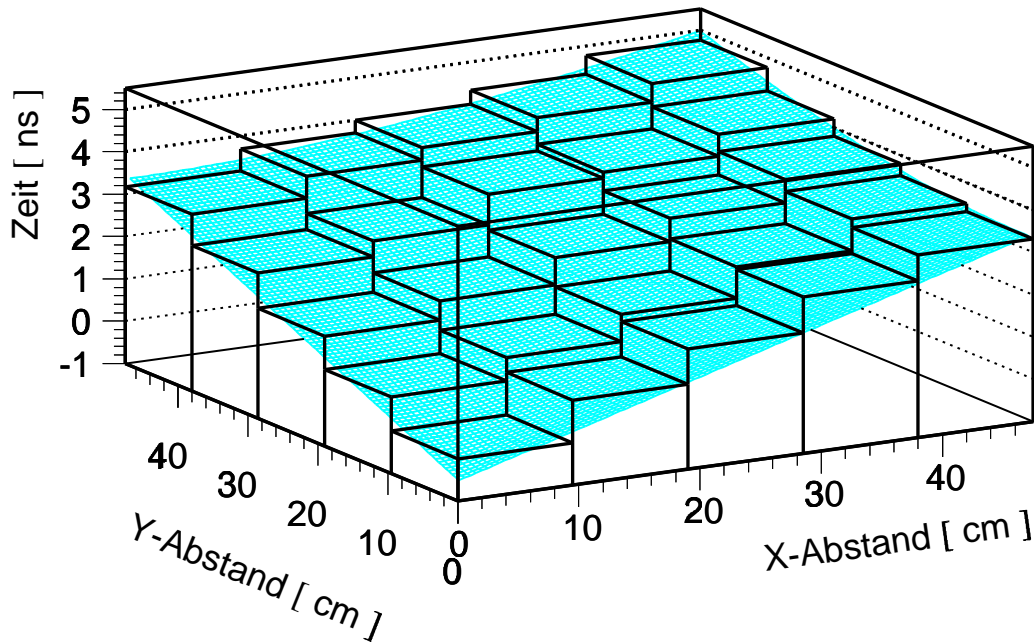


Bild 3.7: Gemessene Zeitverzögerung der in 25 Felder aufgeteilten Szintillatorplatte gegen einen festen Bezugspunkt. Die eingezeichnete Fläche gibt die parametrisierte Form an. Der Photomultiplier befindet sich bei  $(0,0)$  und der WLS entlang der Y-Achse.

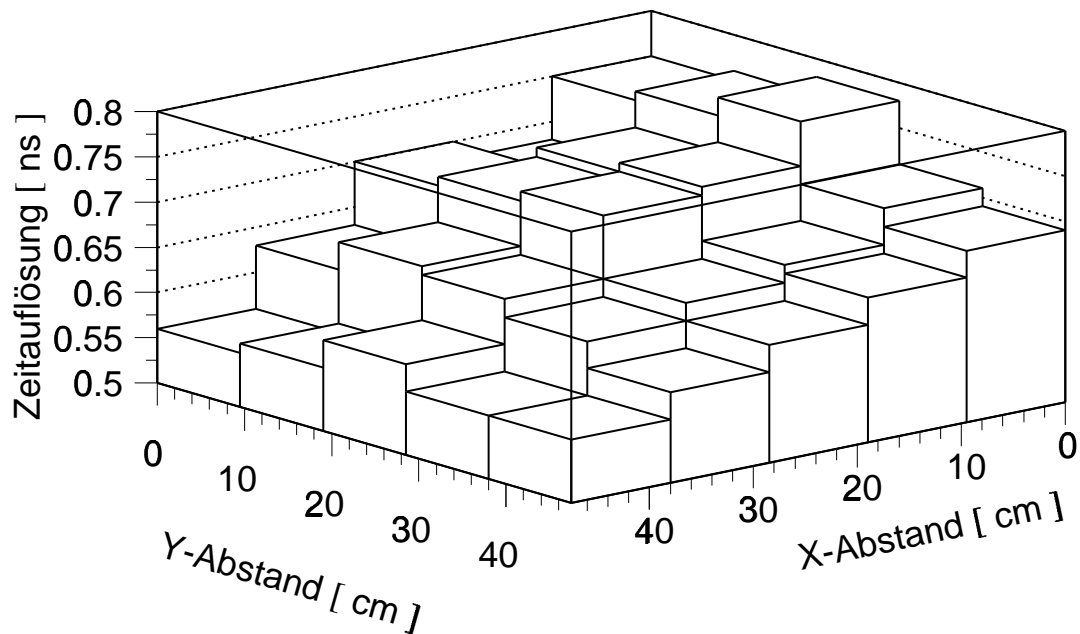


Bild 3.8: Gemessene Zeitaufösungen der in 25 Felder aufgeteilten Szintillatorplatte. Der Photomultiplier befindet sich bei  $(0,0)$  und der WLS entlang der Y-Achse.

Zusätzlich ist die für die Detektorsimulation gewählte Parametrisierung abgebildet. Diese Parametrisierung beschreibt die einfache Annahme, daß die gemessenen Zeiten nur eine Funktion vom Abstand des Auftreffpunktes des Teilchen vom Photomultiplier sind. Als „effektive Geschwindigkeit“  $v$  im Szintillator ergibt sich aus der Messung  $v = 12 \text{ cm/ns}$ . Man erkennt über den gesamten Bereich eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der Parametrisierung.

Als weitere Größe für die Detektorsimulation werden die Zeitaufösungen der einzelnen 25 Felder übernommen. Diese sind in Bild 3.8 dargestellt und sind ebenfalls aus [Feß 97] entnommen. Zu beachten ist jedoch, daß ein Anteil der gemessenen Zeitaufösungen der Einzelfelder auf die endliche Ausdehnung der Felder zurückzuführen ist. Auch innerhalb der Einzelfelder liefern Teilchen je nach ihrem Durchstoßpunkt systematisch unterschiedliche Zeiten. Um diesen Beitrag der räumlichen Ausdehnung an der Zeitauflösung der Einzelfelder wurden die gemessenen Werte verringert.

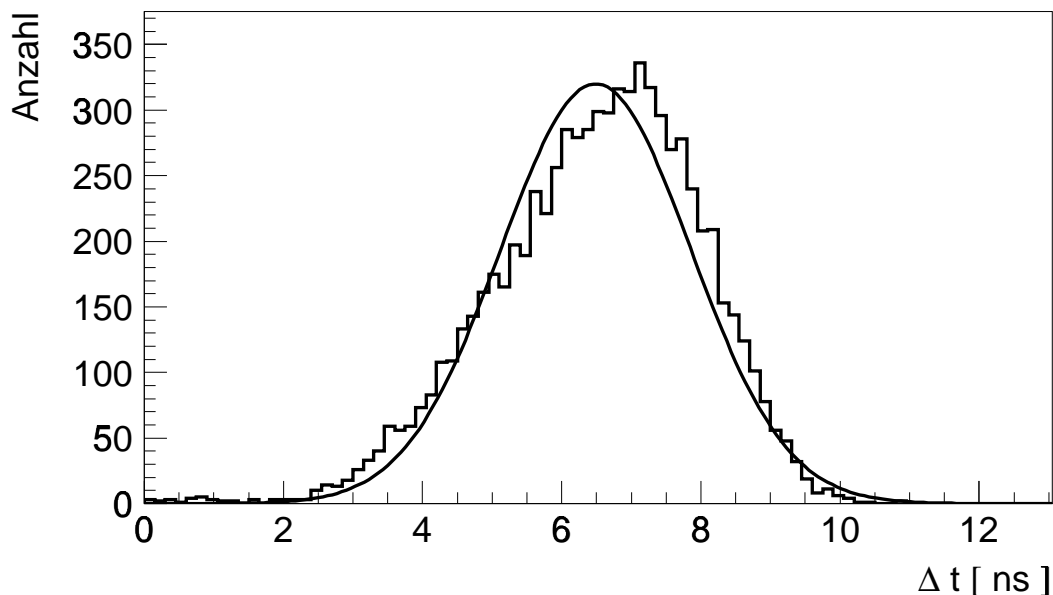


Bild 3.9: Verteilung für einen Einzeldetektor simulierter Zeiten und eine daran angepasste Gaußverteilung. Der Nullpunkt ist der Startpunkt der Detektorsimulation.

Als weitere aus der Messung bestimmte Größe wird die systematisch kleinere Zeitverzögerung berücksichtigt, welche eintritt, wenn die Bahn des Teilchen direkt durch den Wellenlängenschieberstab geht. Dies wird hauptsächlich durch die in diesem Fall fehlende Konversion in der Szintillationsplatte verursacht. Dieser Offset wurde zu  $3.2 \text{ ns}$  (die Abklingkonstante des Szintillatormaterials beträgt  $2.7 \text{ ns}$ ) bestimmt.

Als letzte Größe muß noch die Energieabhängigkeit der registrierten Zeit berücksichtigt werden. Diese wird durch die im vorherigen Abschnitt gezeigten Parametrisierung beschrieben.

Berücksichtigt man die zuvor erläuterten Effekte in einer GEANT Detektorsimulation für einzelne Myonen, so erhält man die in Bild 3.9 dargestellte Detektorantwort für die in einem Einzeldetektor gemessenen Zeiten. Es ergibt sich eine asymmetrische Verteilung der simulierten Zeiten. Die Ursache für die Verteilung der Zeiten liegt in der asymmetrischen Verteilung der Abstände der Durchstoßpunkte der Teilchen durch die quadratische Szintillatorplatte, wenn der Photomultiplier an einer Ecke der Platte angebracht ist.

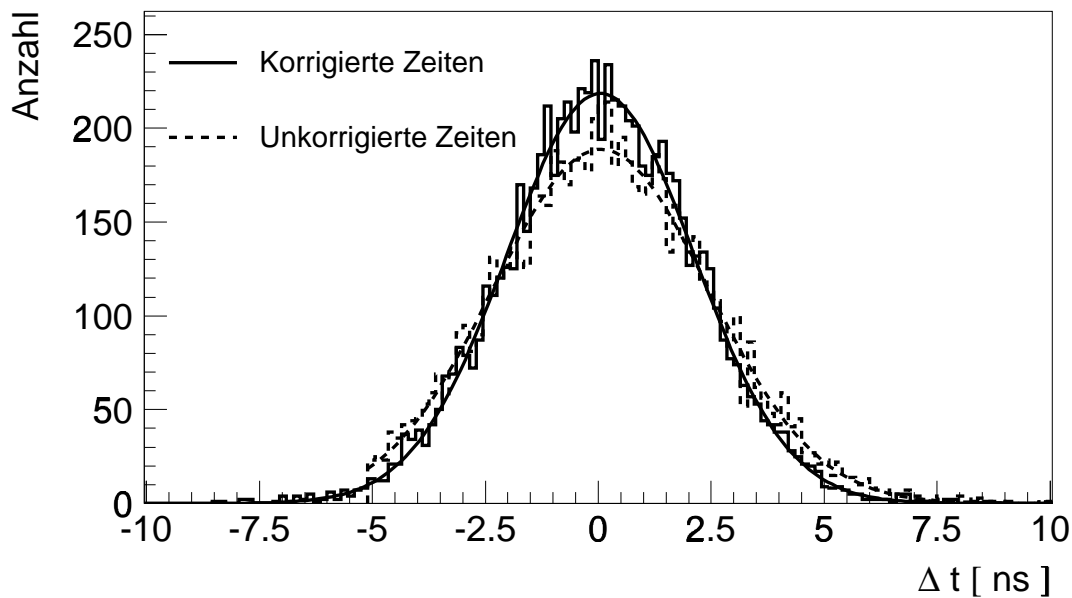


Bild 3.10: Um die Energieabhängigkeit der Zeiten korrigierte Differenzzeiten zweier Szintillationsdetektoren wie sie sich bei Simulation einzelner Myonen ergeben im Vergleich zu unkorrigierten Differenzzeiten.

Die gezeigte Verteilung kann im realen Experiment nicht gemessen werden, da hierfür ein fester Zeitnullpunkt vorhanden sein müßte, auf den die Zeitmessung des Einzeldetektors bezogen werden kann. Es müßte also ein Referenzdetektor mit einer, gegenüber dem vermessenen Detektor, vernachlässigbaren Zeitauflösung zur Verfügung stehen. Gemessen werden kann jedoch, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, die Gesamtauflösung eines Detektorsystems aus zwei identischen Detektoren. In der Simulation ist dieses Detektorsystem am einfachsten zu realisieren, indem jeweils zwei unabhängig voneinander simulierte Einzelzeiten voneinander abgezogen werden.

In Bild 3.10 ist diese Differenzzeit dargestellt. Hierbei ergibt sich eine Verteilung, die gut durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Der Mittelwert der angepaßten Gaußverteilung liegt wie erwartet bei 0 ns. Die Breite der Gaußverteilung beträgt  $\sigma_{ges} = 2.39$  ns. Dies ergibt eine Zeitauflösung für den Einzeldetektor von  $\sigma_e = 1.69$  ns. Diese Werte stimmen sehr gut mit der gemessenen Detektorauflösung überein (Bild 3.6). Zusätzlich ist in Bild 3.10 die Verteilung der Differenzzeiten eingetragen, welche

sich ergibt, wenn die Energieabhängigkeit der Zeiten über die gegebene Parametrisierung korrigiert wird. Für diese Verteilung ergibt sich eine Breite der Gaußverteilung von  $\sigma_{ges} = 2.07$  ns oder ein  $\sigma_e = 1.46$  ns, welche wiederum sehr gut mit der korrigierten Zeitauflösung der Messung (Bild 3.6) übereinstimmt.

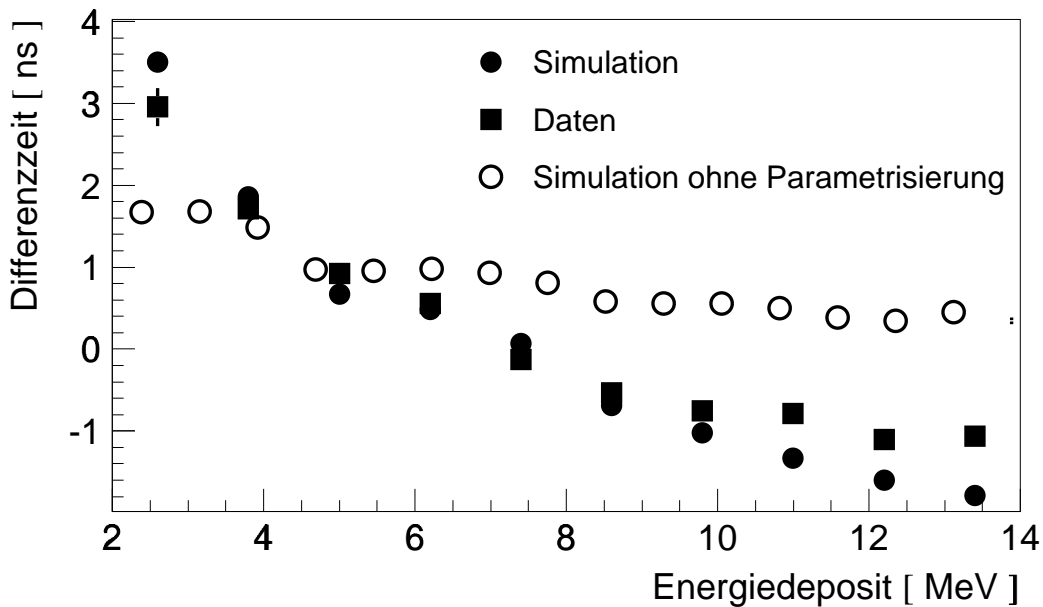


Bild 3.11: Vergleich der Energieabhängigkeiten der Zeiten von aus Meßdaten und Simulationen erhaltenen Differenzzeiten zweier Detektoren.

In Bild 3.11 ist ein Vergleich zwischen der Energieabhängigkeit der Differenzzeiten der Daten für die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Messung und der erläuterten Simulationen einzelner Myonen gezeigt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Zum Vergleich ist auch die Abhängigkeit gezeigt, die sich ergibt, wenn keine explizite Energieabhängigkeit in der Simulation berücksichtigt wird. Diese weicht deutlich von der gemessenen Verteilung ab. Die Verteilungen sind hier nur bis 14 MeV Energiedeposit gezeigt, da in der Messung die Statistik für höhere Energiedeposite zu gering wird. Die Abweichungen zwischen Daten und Simulationen, vor allem bei hohen Energiedepositen, erklären sich durch die Unterschiede zwischen den verwendeten Daten und Simulationen. In der Simulation werden die Zeiten zweier vollständig unkorrelierter Myonen voneinander abgezogen. In der Messung wird die Differenz jedoch von den beiden Durchstoßzeiten desselben Myons geliefert. Dies führt in den Daten zu einer schwachen Korrelation der Energiedeposite des oberen und des unteren Detektors, da die Energiedeposite vom Zenitwinkel beziehungsweise von der damit verbundenen Länge des Laufwegs des Myons durch den Detektor abhängen. Dadurch ergibt sich für einen größeren Zenitwinkel sowohl im oberen als auch im unteren Detektor ein größerer Energiedeposit und die Energieabhängigkeit der Zeiten in der Messung verringert sich.

# 4

## Luftschauermessungen mit KASCADE

### 4.1 Die Rekonstruktion der Meßdaten

Aus den Meßdaten des KASCADE Experiments werden mit Hilfe des Programmes KRETA (**K**ascade **R**econstruction of **ExT**ensive **A**irshowers) physikalische Schauerparameter rekonstruiert. Es wurde speziell für das KASCADE Experiment entwickelt, besteht aus verschiedenen Prozessoren für die verschiedenen Detektorkomponenten und aus mehreren Rekonstruktions- und Analysephasen.

In den ersten Phasen werden die Daten der verschiedenen Detektortypen eingelesen und kalibriert und die Analyse vorbereitet. Ab der vierten Phase werden erste einfache Analysen durchgeführt, welche aber noch nicht auf Ergebnisse der anderen Komponenten zurückgreifen. In den weiteren Iterationsphasen werden die ersten Analysen in den einzelnen Prozessoren immer weiter verfeinert, wobei zum Teil auch auf Ergebnisse der anderen Prozessoren zurückgegriffen wird.

Einige der Schauerobservablen, die mit Hilfe der einzelnen Detektorkomponenten rekonstruiert werden, sind im folgenden erläutert.

Aus der Messung der  $e/\gamma$ -Detektoren des Detektorfeldes werden die Schauergröße  $N_e$ , das Schaueralter (Age)  $s$  und die Position des Schauerzentrums aus einem NKG-Fit (Nishimura-Kamata-Greisen Funktion) an die gemessenen Teilchendichten pro Schauer bestimmt. Die Schauerrichtung wird aus den gemessenen Zeiten der elektromagnetischen Komponente bestimmt. Hierzu wird keine Anpassung einer Ebene vorgenommen, sondern es wird ein Konus an die Zeiten angepaßt (Konusfit), da diese Form besser der tatsächlichen Schauerfront entspricht. Aus dem Konusfit wird die Schauerrichtung (Zenit- und Azimutwinkel), die Steigung des Konus und die Ankunftszeit des Schauerzentrums ( $\tau_0$ ) bestimmt.

Aus der Messung des Myondetektorfeldes wird die myonische Schauergröße  $N_\mu$ , die „truncated Myonzahl“  $N_\mu^{tr}$  aus einer NKG Anpassung an die Myondichten, welche durch die Myondetektoren gemessen werden, bestimmt. Hierzu wird die Position des Schauerzentrums aus dem NKG-Fit an die elektromagnetische Komponente benutzt und mit einem festen Molière Radius von 420 m gerechnet [Ant 00].



Mit Hilfe der Meßdaten des Hadronkalorimeters werden hadronische Schauerparameter wie Hadronzahl, hadronische Energiesumme, Richtung einzelner Hadronen und Energie des höchstenergetischen Hadrons bestimmt.

Aus den Messungen der Myonkammern werden Anzahl, Richtung und Position der hochenergetischen Myonen innerhalb des Schauers bestimmt. Weiter besteht durch die gute Richtungsrekonstruktion die Möglichkeit, rekonstruierte Myonspuren durch das Hadronkalorimeter bis in die Triggerebene zurückzuverfolgen und durch eine Korrelation zwischen Triggerebene und Myonkammern die effektive Myonschwellenenergie für die Triggerebene von 490 MeV auf 2.4 GeV anzuheben.

Die Triggerebene liefert bei Schauermessungen die Anzahl der angesprochenen Detektoren oberhalb der sogenannten Myonschwelle (0.3 MIP) und oberhalb einer sogenannten Hadronschwelle, welche 50 MIP entspricht. Neben den deponierten Energien werden zusätzlich die Zeiten der angesprochenen Detektoren registriert und stehen somit einer Analyse über Ankunftszeiten der myonischen Komponente in ausgedehnten Luftschauern zur Verfügung. Zur Untersuchung dieser Ankunftszeiten müssen die von den Detektoren gemessenen Zeiten auf einen Zeitnullpunkt bezogen werden. Hierzu stehen, wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt, im Prinzip zwei Möglichkeiten zu Verfügung.

Bei den sogenannten globalen Zeiten wird die Ankunftszeit des elektromagnetischen Schauerzentrums ( $\tau_0$ ) als Referenzzeit verwendet. Dieser Nullpunkt hat den Vorteil, daß sich direkt mit Hilfe der Gleichung 2.3 die Produktionshöhe errechnen läßt und somit auf die longitudinale Schauerentwicklung geschlossen werden kann. Er besitzt jedoch den Nachteil, daß er bei einer Schauermessung mit einem Detektorfeld geringer Flächenbelegung nicht direkt gemessen werden kann. Die Position und die Ankunftszeit des Schauerzentrums muß rekonstruiert werden. Weiterhin findet die Messung der elektromagnetischen Komponente zur Bestimmung des Schauerzentrums mit einem anderen Detektor als die Messung der myonischen Komponente statt. Hieraus können sich Probleme im Zeitabgleich der verschiedenen Detektorkomponenten ergeben.

Eine zweite Möglichkeit der Festlegung eines Zeitnullpunktes besteht in der Verwendung der ersten im Myondetektor gemessenen Zeit. Dieser Zeitnullpunkt besitzt den Vorteil, daß er wohldefiniert mit dem gleichen Detektorsystem gemessen wird und kein Abgleich zweier Detektorkomponenten notwendig ist. Diese lokalen Zeiten stellen jedoch keine Ankunftszeiten dar, sondern entsprechen der Dicke der Myonscheibe des Luftschauers. Der Nachteil dieser Referenzzeit ist die nicht mehr ohne weiteres mögliche direkte Rückrechnung auf die Produktionshöhe der Myonen. Es muß also untersucht werden, welche Meßgrößen, die sich aus den lokalen Zeiten erhalten lassen, eventuell Aufschlüsse über die longitudinale Schauerentwicklung oder über das Primärteilchen liefern können. Weiterhin sind die Fluktuationen dieser Referenzzeit durch die gegebene Zeitauflösung der Detektoren von 1.5 ns relativ stark. Eine aus der elektromagnetischen Komponente, welche mit dem Detektorfeld gemessen wird, rekonstruierte Referenzzeit würde geringeren Fluktuationen unterliegen. Einerseits bewirkt eine Rekonstruktion von  $\tau_0$  einen Ausgleich der Fluktuationen der Einzelzeiten. Andererseits ist die Zeitmessung der  $e/\gamma$ -Komponente, durch die größere Teilchendichte dieser Komponente und die bessere Zeitauflösung der Detektoren des Detektorfeldes, genauer.

Zur Charakterisierung der Ankunftszeitverteilungen werden verschiedene Zeitgrößen

betrachtet. Da im allgemeinen die Anzahl der innerhalb eines Schauers zur Verfügung stehender Myonzeiten (Multiplizität) gering ist, werden nur mittlere Zeitgrößen je Schauer betrachtet. Wie schon in früheren Arbeiten [Föl 97, Haf 00] werden verschiedene Quantile betrachtet, um die Auswirkungen einzelner verspäteter oder unkorrelierter Zeiten geringer zu halten, als es bei der Verwendung des Mittelwerts der Fall wäre. Unter einem  $\alpha$ -Quantil einer Stichprobe  $x_1 \dots x_n$  versteht man den Wert  $x_\alpha$  bei dem  $\alpha \cdot 100\%$  der Stichprobeneinheiten Werte  $\leq x_\alpha$  haben. Die für diese Arbeit verwendete Definition ist [Har 93]:

Ist  $x_{(1)} \leq x_{(2)} \leq \dots \leq x_{(n)}$  eine geordnete Beobachtungsreihe und ist  $k := [n \cdot \alpha]$  der aufgerundete Wert von  $n\alpha$ , so bezeichnet man als  $\alpha$ -Quantil  $x_\alpha$  ( $0 < \alpha < 1$ ) dieser Reihe den Wert

$$x_\alpha = \begin{cases} x_{(k)} & : \text{ falls } n \cdot \alpha \text{ keine ganze Zahl ist} \\ (x_{(k)} + x_{(k+1)})/2 & : \text{ falls } n \cdot \alpha \text{ eine ganze Zahl ist} \end{cases} \quad (4.1)$$

In der vorliegenden Arbeit werden neben dem Median (0.5-Quantil), welcher bei einer symmetrischen Verteilung und unendlich großer Stichprobe dem Mittelwert entspricht, noch das 1.Quartil (0.25-Quantil) und das 3.Quartil (0.75-Quantil) betrachtet. Diese Quartile heben verschiedene Bereiche der Myonzeitverteilungen hervor. Das 1.Quartil ist im Besonderen auf den Bereich der frühen Zeiten empfindlich, während das 3.Quartil stärker durch verzögerte Teilchen beeinflusst wird.

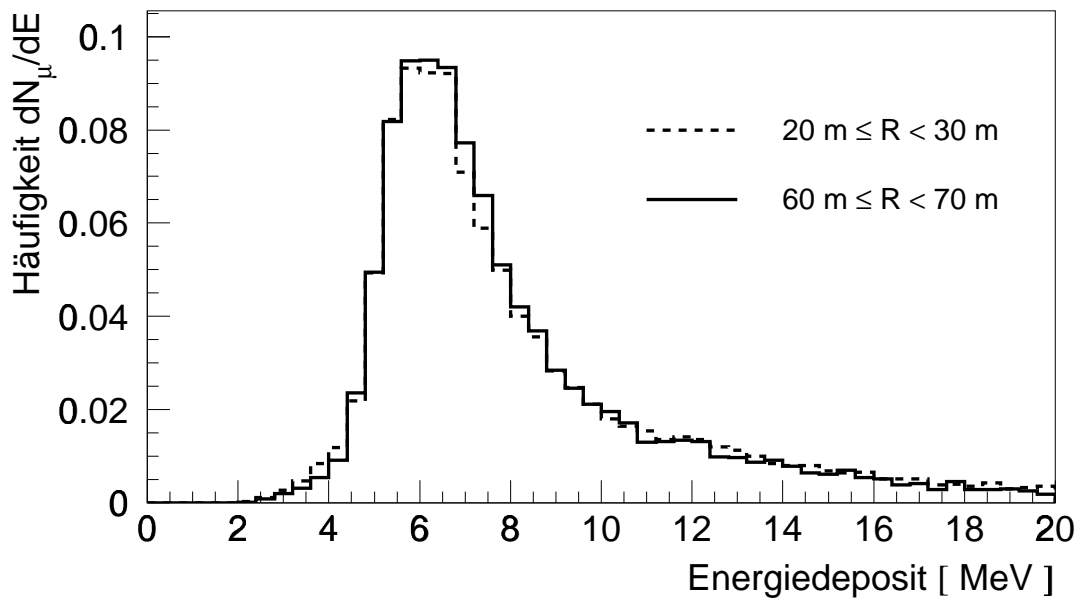


Bild 4.1: Im Detektor deponierte Energien für zwei verschiedene Abstände vom Schauerzentrum. Berücksichtigt wurden nur die Einträge von Detektoren, welche alle Schnitte erfüllten.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden in einer Meßzeit von 6768 Stunden zwischen Oktober 96 und Mai 98 aufgenommen. Insgesamt wurden in diesem Zeitraum etwa 100 Millionen Ereignisse registriert. Von diesen erfüllen etwa 730.000 Ereignisse die für die Analyse notwendigen Voraussetzungen:

Die Schauergröße, Schauerrichtung und Position des Schauerzentrums konnten mit Hilfe der Daten des Detektorfeldes bestimmt werden. Das Schauerzentrum befindet sich innerhalb eines Kreises von 91 m um das Zentrum des Detektorfeldes, der Logarithmus der Myonzahl ( $\lg N_\mu^{tr}$ ) muß größer als 3.5 (dies entspricht einer Primärenergie von etwa  $1 \cdot 10^{15}$  eV) sein und der rekonstruierte Zenitwinkel  $\theta$  muß kleiner als 40 Grad sein. Zusätzlich muß das Ereignis einen gültigen Detektorfeldtrigger haben. Diese Schnitte dienen der Sicherstellung einer guten Rekonstruktionsqualität der Messungen des Detektorfeldes.

An die Daten der Triggerebene werden folgende Bedingungen für die Ankunftszeitanalyse gestellt. Es werden nur Zeiten von Detektoren verwendet, deren Energiedeposit geringer als 20 MeV ist. Dieser Schnitt dient der Sicherstellung, daß jeder Triggerebene-detektor nur von einem Myon getroffen wird und somit die Zeit mit der in Kapitel 3.3 angegebenen Parametrisierung korrigiert werden kann. Alle gültigen Zeiten werden nach dieser Parametrisierung gemäß ihres Energiedeposits korrigiert. Weiterhin werden alle Zeiten und Abstände zum Schauerzentrum in Schauerkoordinaten umgerechnet angegeben. Das heißt die geometrischen Einflüsse auf Zeiten und Abstände durch unterschiedliche Zenitwinkel werden korrigiert. Ein weiterer allgemeiner Schnitt an die Zeiten dient der Minimierung des Einflusses unkorrelierter Teilchen in der Ankunftszeitanalyse. Myonen, deren Zeiten um mehr als 50 ns vor dem Median aller Myonankunftszeiten liegen, werden in den Analysen nicht berücksichtigt. Dieser Schnitt wird iterativ durchgeführt, das heißt wenn eine Zeit verworfen wird, wird die Berechnung neu durchgeführt. Nach Anwenden aller Schnitte müssen mindestens drei Detektoren eine gültige Zeit besitzen. Das heißt, es müssen mindestens drei in den Myonkammern rekonstruierte Myonen mit einem ansprechenden Triggerebene-detektor korrelierbar sein. Diese Korrelation bewirkt ein Anheben der Energieschwelle der nachgewiesenen Myonen und wird verwendet, um empfindlicher auf die frühen, das heißt im Mittel in größeren Höhen und mit höherer Energie produzierten Myonen zu sein. Die hochenergetischen Myonen besitzen eine genauere Zeitinformation, da bei ihnen die störenden Einflüsse der Vielfachstreuung in der Atmosphäre geringer sind. Zusätzlich dient dieser Schnitt auch der Unterdrückung des eventuellen Einflusses von Punch-Through Ereignissen in den Detektoren der Triggerebene. Zur Demonstration der Güte der Punch-Through- und Mehrteilchenunterdrückung wird in Bild 4.1 die in den Detektoren der Triggerebene deponierte Energie gezeigt. Hierbei werden nur die Detektoren berücksichtigt, welche alle gestellten Schnitte erfüllen. Der Bereich geringer Abstände ( $20 \text{ m} \leq R < 30 \text{ m}$ ) entspricht hierbei den kleinsten Abständen, welche in den nachfolgenden Analysen untersucht werden. Es ergeben sich keine Abweichungen der zwei Verteilungen voneinander, weder im Bereich, welcher den Durchgang von zwei Teilchen durch den Detektor entsprechen würde, noch im Bereich größerer Energien, in dem Abweichungen auf das Auftreten von Punch-Through in der Triggerebene hindeuten würde. Somit ist der Einfluß dieser beiden Effekte auf die untersuchten Verteilungen

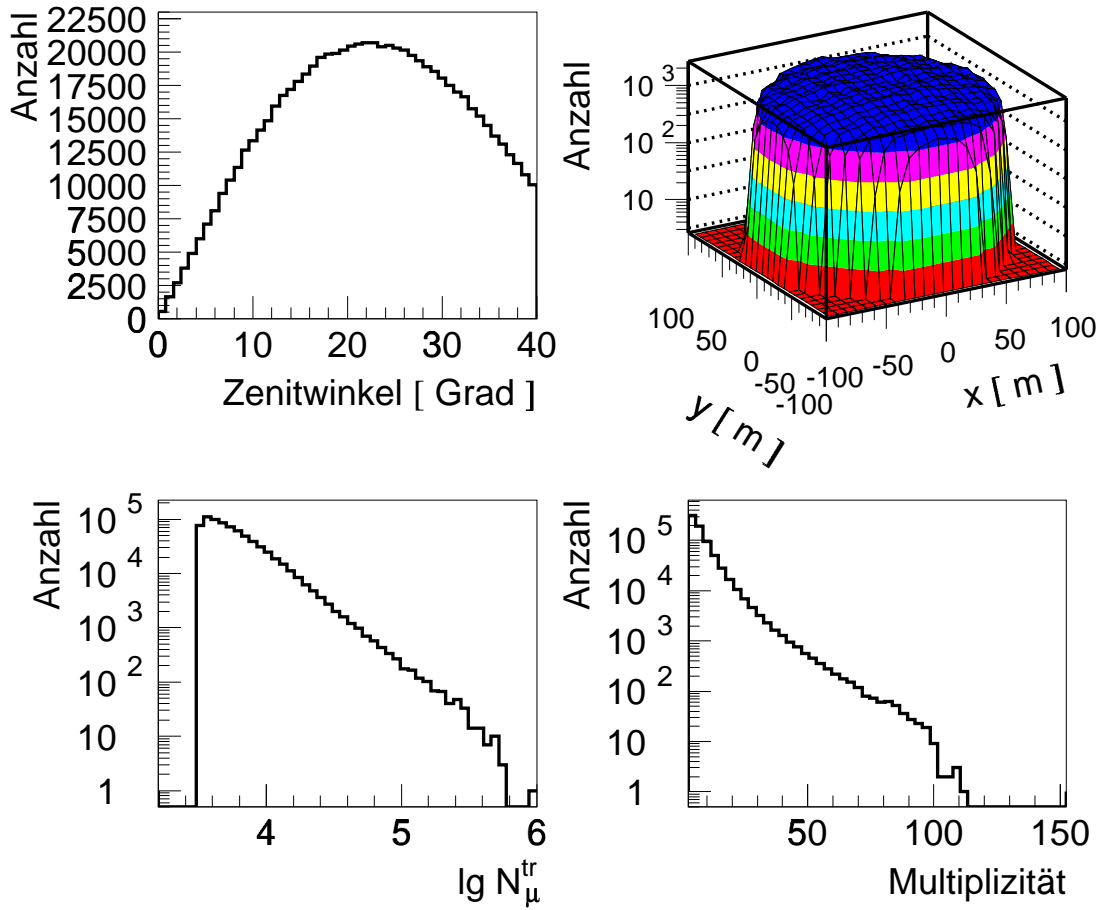


Bild 4.2: Verteilungen verschiedener Schauerparameter (Zenitwinkel, Position des Schauerzentrums, Myonzahl ( $\lg N_{\mu}^{tr}$ ) und Multiplizität der Detektoren der Triggerebene) der Schauer, die für die Ankunftszeitanalyse verwendet werden.

vernachlässigbar. Zu beachten ist, daß der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition in beiden Verteilungen niedriger liegt, als die in Kapitel 3.2.1 angegeben 6.4 MeV. Dies kommt daher, daß zur Kalibrierung unkorrelierte Myonen verwendet werden. Diese fallen im Mittel unter größeren Zenitwinkeln ein und besitzen dadurch einen längeren Weg durch den Szintillator und damit einen größeren Energiedeposit.

In Bild 4.2 sind verschiedene Parameter dieser so selektierten Schauer dargestellt. Die Verteilung der Zenitwinkel zeigt den erwarteten Verlauf mit einem Maximum bei etwa  $23^\circ$ , welches durch mehrere gegenläufige Effekte, der mit dem Zenitwinkel  $\theta$  zunehmenden Atmosphärendicke und dem sich mit zunehmenden  $\theta$  vergrößernden Raumwinkel, gegeben ist. Die Schauerzentrumspositionen sind über einen Kreis mit 91 m Durchmesser verteilt. Die Zahl  $N_{\mu}^{tr}$  folgt einem Potenzgesetz und zeigt ab  $3.5 \leq \lg N_{\mu}^{tr}$  praktisch keine Schwelleneffekte mehr. Der dargestellte Myonzahlbereich von  $3.5 \leq \lg N_{\mu}^{tr} < 5.8$  entspricht etwa einem Primärenergiebereich von  $1 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{17}$  eV. Die Multipli-

zitätsverteilung der korrelierten Myonen mit gültigen Zeitsignal zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei der Mindestanzahl von drei detektierten Myonen.

In Bild 4.3 ist für eine Überlagerung von 50 Schauern hoher Multiplizität ( $N > 250$ ) die sich ergebende Verteilung lokaler Myonzeiten gezeigt. Zusätzlich ist eine Anpassung einer  $\Gamma$ -Funktion abgebildet. In vorherigen Arbeiten [Agn 97, Bra 98] hat sich diese Funktion als gute Parametrisierung der Ankunftszeiten der geladenen Komponente herausgestellt. Sie ist jedoch nur eine geeignete Parametrisierung ohne direkte schauerphysikalische Motivation. Die verwendete  $\Gamma$ -Funktion besitzt die Form:

$$\Gamma(T) = a \cdot T^b \exp(-c \cdot T). \quad (4.2)$$

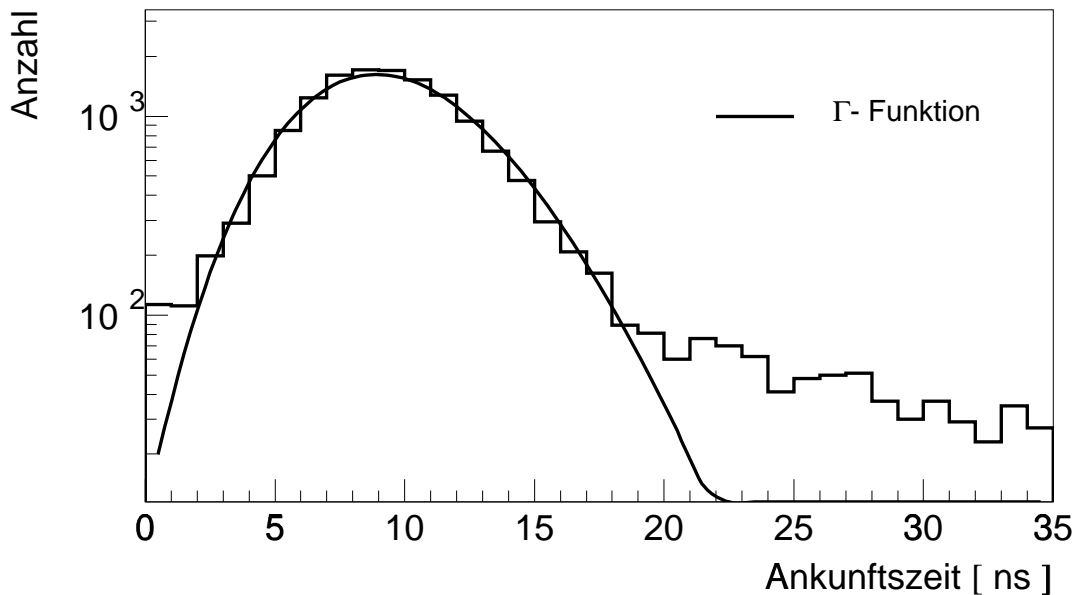


Bild 4.3: Lokale Myonzeiten von 50 überlagerten Luftschauern.

Die Anpassung ergibt gute Übereinstimmung zwischen Meßdaten und Parametrisierung wobei für die großen Zeitwerte die Anpassung zunehmend von den Meßdaten abweicht. Das heißt, daß diese Parametrisierung zwar einen Großteil der gemessenen Myonzeiten beschreibt, die Messungen aber stärkere Fluktuationen zu größeren Zeiten zeigen, als dies durch eine  $\Gamma$ -Funktion beschrieben werden kann. Da diese Parametrisierung jedoch keine schauerphysikalische Begründung besitzt, kann nicht von „verspäteten Myonen“ gesprochen werden, sondern höchstens von einer asymmetrischeren Verteilung der Myonen innerhalb der Schauerscheibe als es einer  $\Gamma$ -Funktion entspräche.

## 4.2 Ankunftszeitverteilungen und ihre Abhängigkeiten

Im folgenden werden Verteilungen von Myonankunftszeiten anhand des Medians aller Myonzeiten pro Schauer dargestellt, wobei in diesem Abschnitt rein phänomenologisch die Ergebnisse der Messung dargestellt werden. Diese Verteilungen sollten nach der im Abschnitt 2.1 bereits angegebenen Gleichung 2.3 von mehreren Schauerparametern abhängig sein

$$\Delta t = \frac{1}{c} \cdot (\sqrt{h^2 + R^2} - h). \quad (4.3)$$

Obwohl die Gleichung streng genommen nur für globale Zeiten gilt, sind die qualitativen Abhängigkeiten der lokalen Zeiten die gleichen. Die lokalen Zeiten stellen die Dicke der Myonscheibe dar und sollten sich analog verhalten, da mit zunehmenden  $R$  die Variationen der Laufwege der Myonen und damit die Laufwegdifferenzen der Myonen bei konstanter Produktionshöhe und einer Produktion auf der Schauerachse zunehmen. Damit steigen auch die Differenzen der einzelnen Myonzeiten zueinander, d.h. die Schauerdicke mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum, an. Die Mediane hängen nach dieser Gleichung vom Abstand der detektierten Myonen zum Schauerzentrum  $R$  ab. Zur Überprüfung dieser Abhängigkeit sind in Bild 4.4 die sich für vier verschiedene Radiusbereiche ergebenden Verteilungen lokaler Mediane gezeigt. Man erkennt nur eine schwache Abhängigkeit und dies entgegen dem erwarteten Zusam-

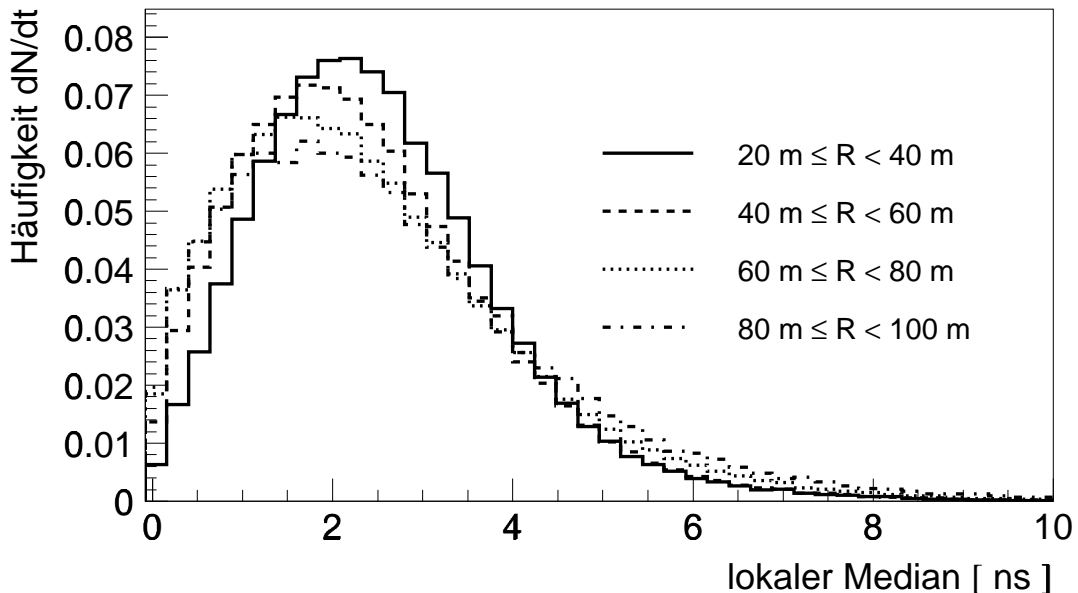


Bild 4.4: Lokale Mediane für verschiedene Radiusbereiche über alle Zenitwinkel und für  $3.5 \leq \lg N_{\mu}^{tr} < 3.9$ .

menhang aus Gleichung 4.3; je weiter entfernt das Schauerzentrum ist, desto kleiner werden im Mittel die berechneten Mediane.

Eine zweite Abhängigkeit der lokalen Mediane sollte sich mit Variation der Schauergrößen ergeben, welche sich in einer Änderung der longitudinalen Schauerentwicklung auswirken. Mit der Verschiebung des Schauermaximums zu größerer atmosphärischer Tiefe ändert sich die mittlere Produktionshöhe der Myonen. Je näher sich das Schauermaximum beim Beobachtungsniveau befindet, desto mehr Myonen treten auf, die erst in geringer Höhe (kleines  $h$ ) produziert werden und damit nach Gleichung 4.3 eine große Zeit liefern. Diese Schauergrößen sind zum einen der Zenitwinkel  $\theta$  und zum anderen die Primärenergie  $E_0$ , welche bei KASCADE grob durch die myonische Schauergröße  $N_\mu^{tr}$  repräsentiert wird.

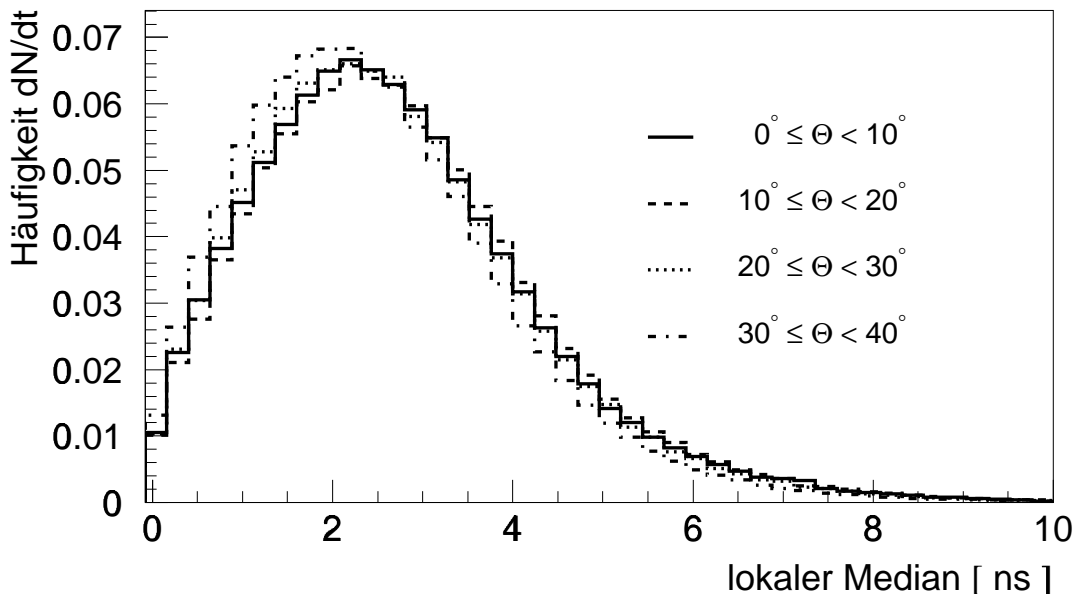


Bild 4.5: Lokale Mediane für verschiedene Zenitwinkelbereiche über alle Abstände und alle Schauergrößen.

Beim Zenitwinkel erwartet man, daß die Myonzeiten mit zunehmenden Zenitwinkel im Mittel abnehmen, da mit zunehmenden Zenitwinkel die Laufwege geringfügig kleiner werden. Die Abnahme der Zeiten spielt aber erst bei größeren Winkeln ( $\propto \sec\theta$ ) eine Rolle. In Bild 4.5 sind für vier verschiedene Zenitwinkelbereiche die sich ergebenden lokalen Mediane gezeigt. Man erkennt nur eine leichte Variation mit dem Zenitwinkel. Der Bereich 30-40 Grad besitzt im Mittel die kleinsten lokalen Mediane.

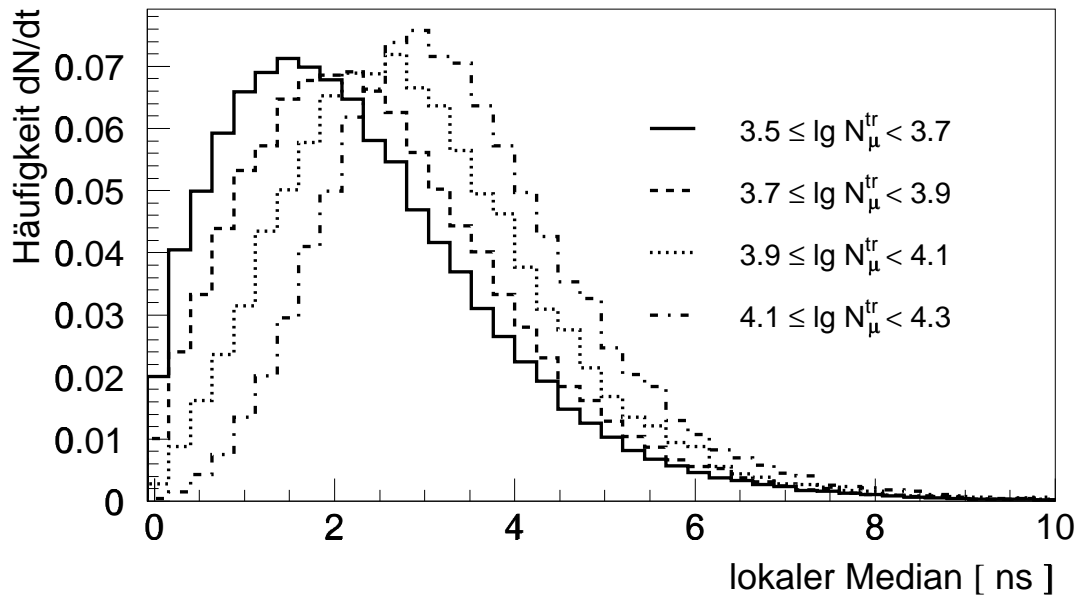


Bild 4.6: Lokale Mediane für verschiedene Energie ( $N_{\mu}^{tr}$ ) Bereiche über alle Zenitwinkel und für  $50\text{m} \leq R < 70\text{m}$ .

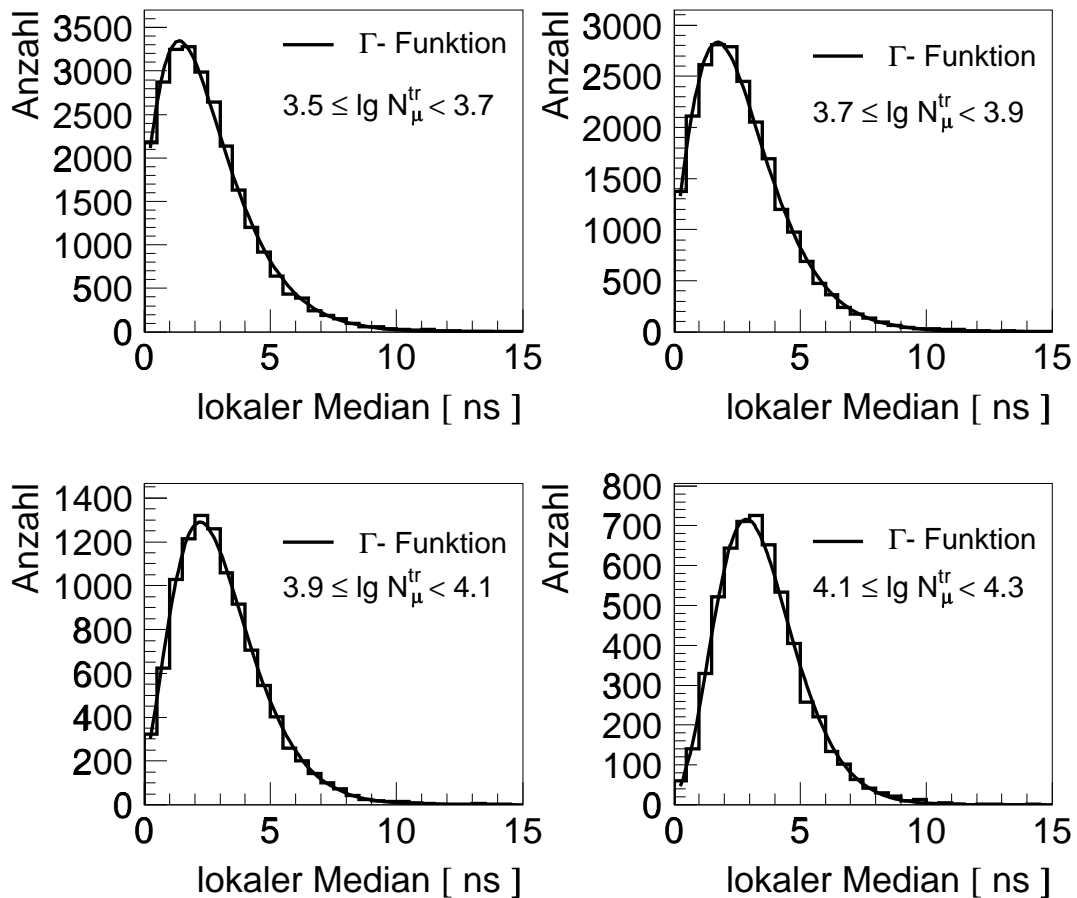


Bild 4.7: Lokale Mediane mit angepaßten  $\Gamma$ -Funktionen für verschiedene  $N_{\mu}^{tr}$  Bereiche und für einen festen Radiusbereich von  $80\text{m} \leq R < 90\text{m}$ .



Die Abhängigkeit von der Primärenergie des Schauers ist in Bild 4.6 gezeigt. Die Mediane sind für vier verschiedene Bereiche von  $N_{\mu}^{tr}$  dargestellt. Man erkennt eine deutliche Beziehung zwischen dem Wert der lokalen Mediane und  $N_{\mu}^{tr}$ . Mit steigendem  $N_{\mu}^{tr}$  wird der lokale Median im Mittel immer größer, da sich das Schauermaximum bei größerer Primärenergie näher am KASCADE Beobachtungsniveau befindet.

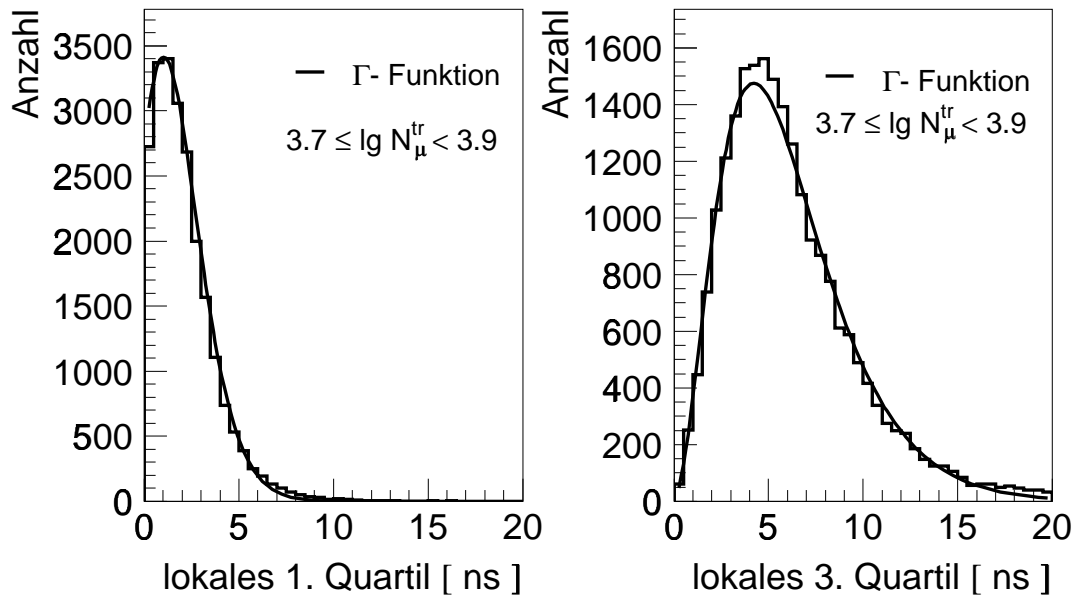


Bild 4.8: Lokales 1. und 3. Quartil mit angepaßten  $\Gamma$ -Funktionen für einen  $N_{\mu}^{tr}$  Bereich und für einen festen Radiusbereich  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$ .

Alle bisher gezeigten Verteilungen lassen sich gut durch  $\Gamma$ -Funktionen anpassen. Diese Anpassung wird exemplarisch in Bild 4.7 für verschiedene Verteilungen gezeigt. Die  $\Gamma$ -Funktion ergibt hier eine bessere Anpassung als in Bild 4.3, weil bei der Bildung des Medians die hohen Zeiten von „verzögerten“ Teilchen, welche in Bild 4.3 für die Abweichungen von der Anpassung verantwortlich sind, keine Auswirkungen mehr haben. Hier sind im Unterschied die Verteilungen über viele Schauer und nicht über viele Einzelzeiten mit einer  $\Gamma$ -Funktion angepaßt. In der Literatur (z.B. [Agn 97]) wird die  $\Gamma$ -Funktion meist an integrale Zeitverteilungen angepaßt und die erhaltenen Parameter zur weiteren Interpretation der Daten verwendet. Man erkennt in Bild 4.7 das Anwachsen des lokalen Medians mit der myonischen Schauergröße. Die Verteilungen wurden für einen festen Radiusbereich von  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$  erstellt. Zusätzlich werden auch noch exemplarisch für einen  $N_{\mu}^{tr}$  Bereich und denselben Radiusbereich das 1. und 3. lokale Quartil gezeigt (Bild 4.8). Diese zeigen im Prinzip das gleiche Verhalten wie der lokale Median. Auch hier wird eine Anpassung von  $\Gamma$ -Funktionen vorgenommen. Nur

beim 3.Quartil zeigen sich Abweichungen von der Anpassung. In dieser Arbeit wird im weiteren der Mittelwert (und die Standardabweichung) der jeweiligen Verteilungen, die sich aus der Überlagerung der Mediane vieler Schauer ergeben, verwendet.

In Bild 4.9 (oben) ist ein sogenanntes mittleres lokales Schauerprofil für verschiedene myonische Schauergrößen ( $\lg N_\mu^{\text{tr}}$ ) dargestellt. Das lokale Schauerprofil ist der mittlere lokale Median aufgetragen über den Abstand zum Schauerzentrums.

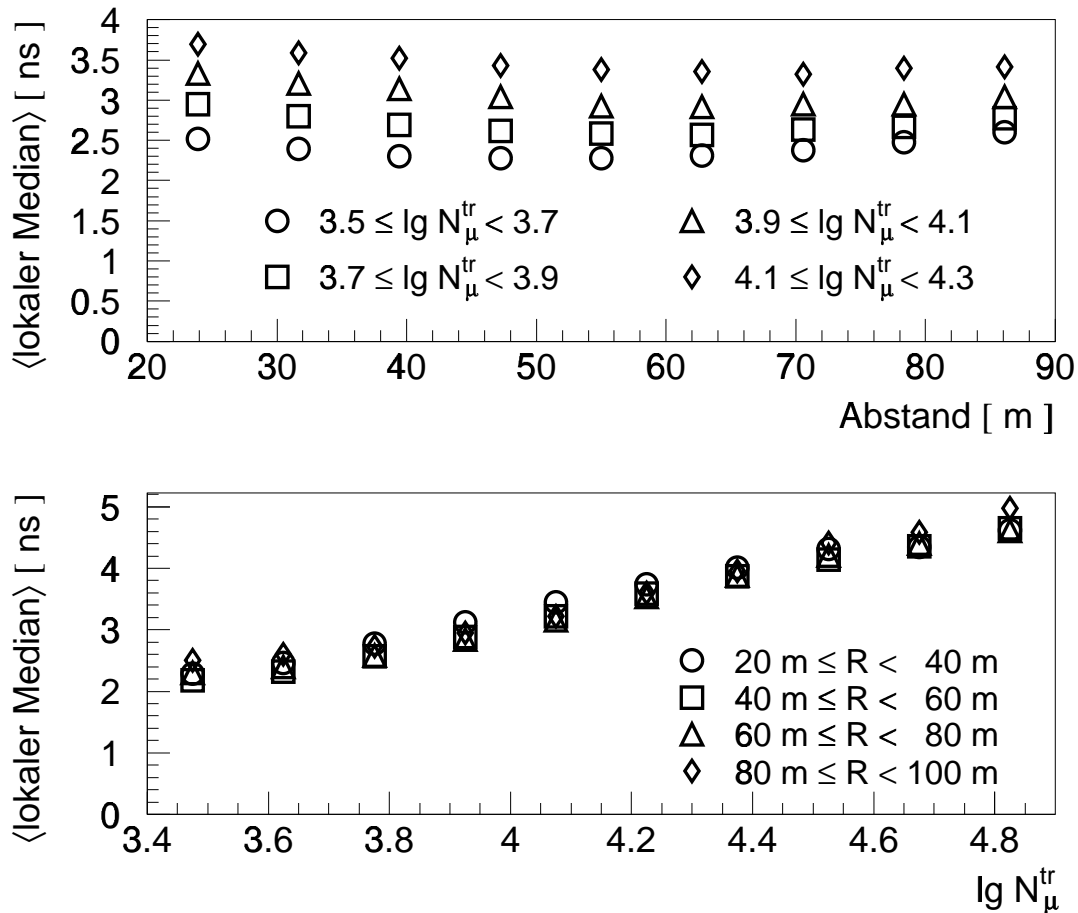


Bild 4.9: Lokale Mediane gegen ihren Schauerzentrumsabstand (Schauerprofile) für verschiedene  $N_\mu^{\text{tr}}$  Bereiche (oben). Lokale Mediane gegen die myonische Schauergröße für verschiedene Radiusbereiche (unten).

Diese Auftragung würde bei globalen Zeiten den jeweiligen mittleren Ankunftszeiten der Myonen im Schauer über deren Abstand entsprechen. Bei lokalen Zeiten jedoch entspricht dies einer Änderung der Schauerdicke mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum. Es fällt auf, daß die Verteilungen für die verschiedenen Schauergrößen kaum den Erwartungen entsprechen, wie sie sich aus Gleichung 4.3 ergeben würden. Der Anstieg der Zeiten zu größeren Zentrumsabständen ist relativ gering und zusätzlich ist ein deutlicher Anstieg der Zeiten zu kleinen Abständen hin erkennbar.

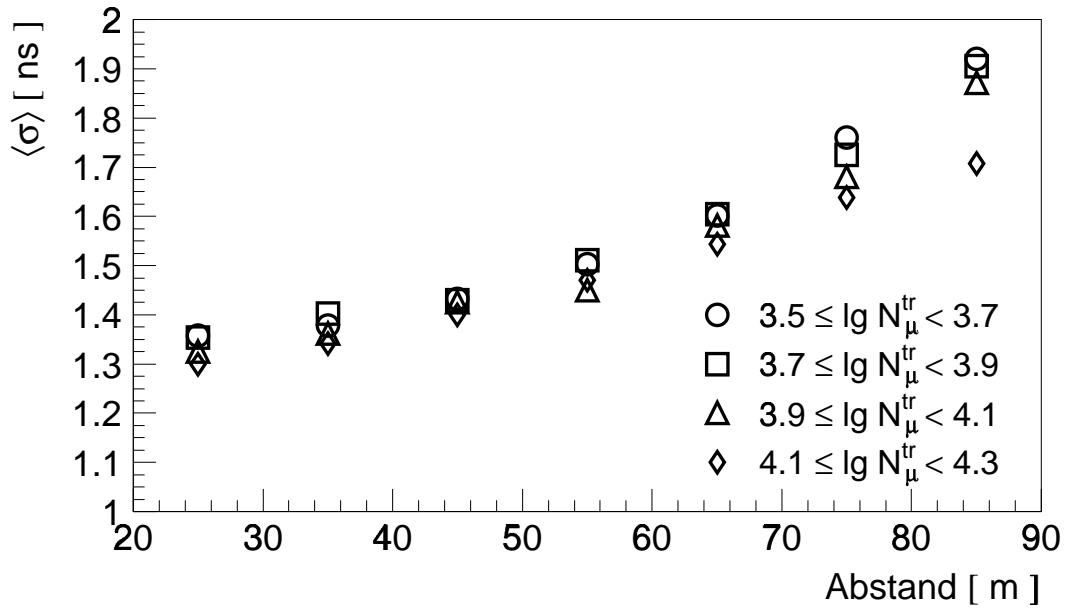


Bild 4.10: Variation der lokalen Mediane gegen den Abstand zum Schauerzentrum für verschiedene myonische Schauergrößen.

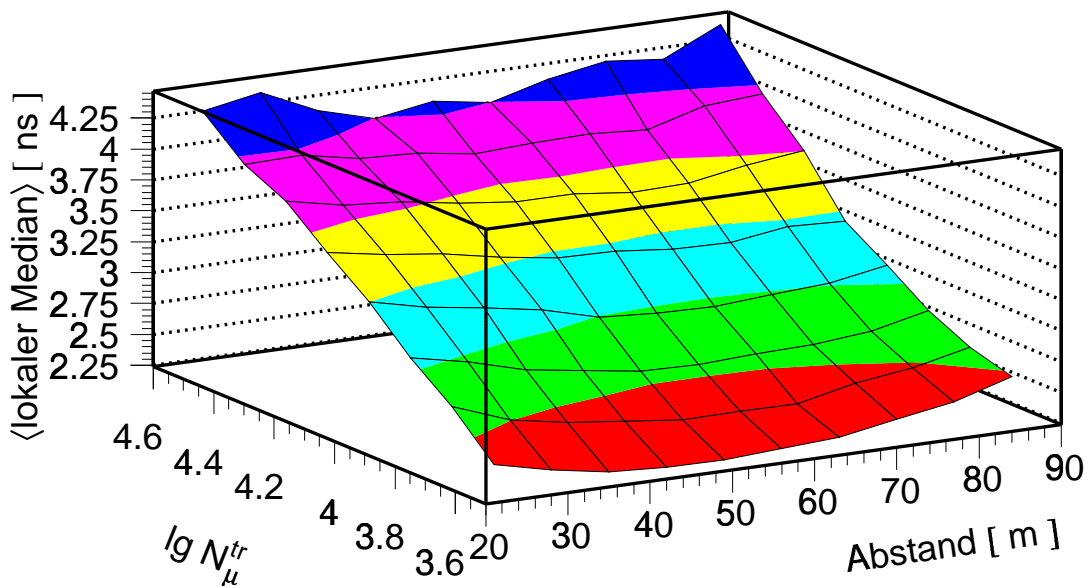


Bild 4.11: Lokale Mediane in Abhängigkeit von der myonische Schauergröße und dem radialen Abstand zum Schauerzentrum.

In Bild 4.9 (unten) sind die mittleren Verteilungen der Mediane für vier verschiedene Radiusbereiche über die myonische Schauergröße dargestellt. Hier erkennt man einen deutlichen Anstieg der lokalen Mediane der Ankunftszeiten mit zunehmender Schauergröße und nur geringe Differenzen für die verschiedenen Radiusbereiche. In allen Bildern entsprechen die dargestellten Fehler nur den statistischen Fehler der Verteilungen. Die Fehler sind meistens kleiner als die entsprechende Symbolgröße. Die Streuungen der Verteilungen lassen sich an den vorher gezeigten eindimensionalen Abbildungen abschätzen und betragen für alle hier gezeigten Verteilungen etwa 1-2 ns. Zur Verdeutlichung sind in Bild 4.10 die Standardabweichungen der Mittelwerte der Mediane von Bild 4.9 unten dargestellt. Man erkennt, daß die Streuungen mit zunehmendem Abstand etwas größer werden, während sie mit zunehmender Primärenergie leicht abnehmen. Diese Streuungen des lokalen Medians entsprechen der Variationen der myonischen Schauerscheibendicke über die betrachteten Schauerereignisse. Sie bedeutet jedoch nicht, wie in anderen Arbeiten angegeben [Amb 99, Agn 97], die Schauerdicke selbst. Diese wird durch den Wert der lokalen Mediane gegeben.

Die Abbildungen von Bild 4.9 sind zur Verdeutlichung der Abhängigkeiten in Bild 4.11 noch als 3-dimensionale Auftragung dargestellt. Dieses veranschaulicht den Verlauf des lokalen Medians als Funktion des Abstand zum Schauerzentrum und der myonischen Schauergröße. Man erkennt deutlich die Korrelation zwischen lokalem Median und Schauergröße, während sich kaum eine Abhängigkeit vom Abstand ergibt.

### 4.3 Multiplizitätsabhängigkeit der lokalen Ankunftszeitverteilungen

Zur Untersuchung des unerwarteten Verlaufs des lokalen Medians für verschiedene Abstände zum Schauerzentrum (Bild 4.9) werden in diesem Abschnitt die Schauer mit Hilfe eines weiteren Parameters analysiert. In Bild 4.12 ist das Schauerprofil für eine feste gemessene myonische Schauergröße, aber für verschiedene Anzahl verwendeter Zeiten (Multiplizität) dargestellt. Hier ist eine starke Abhängigkeit der lokalen Zeiten von dieser Myonmultiplizität erkennbar. Je höher die Multiplizität eines EAS ist, desto größer wird der lokale Median. Für feste Multiplizitäten ergeben sich jetzt im Gegensatz zu den in Bild 4.9 dargestellten Verteilungen glatte monotone Verteilungen, wie sie nach Gleichung 4.3 erwartet werden. Der dargestellte Fehler entspricht nur dem statistischen Fehler und ist außer bei der höchsten Multiplizität bei großen Abständen kleiner als es der Symbolgröße entspricht. Der unerwartete Verlauf in den Bildern 4.4 und 4.9 wird durch die Überlagerung verschiedener Multiplizitäten hervorgerufen. Nahe des Schauerzentrums ist bei gegebener Primärenergie die Multiplizität höher, das heißt auch der lokale Median erreicht höhere Werte. Je weiter man sich mit dem Detektor vom Schauerzentrum weg bewegt, desto geringer werden die Multiplizitäten und damit auch die lokalen Mediane. Ab einer gewissen Entfernung zum Schauerzentrum wird diese Abnahme des Medians jedoch durch den Anstieg der Zeiten mit zunehmendem Abstand vollständig kompensiert und die lokalen Mediane nehmen wieder zu.

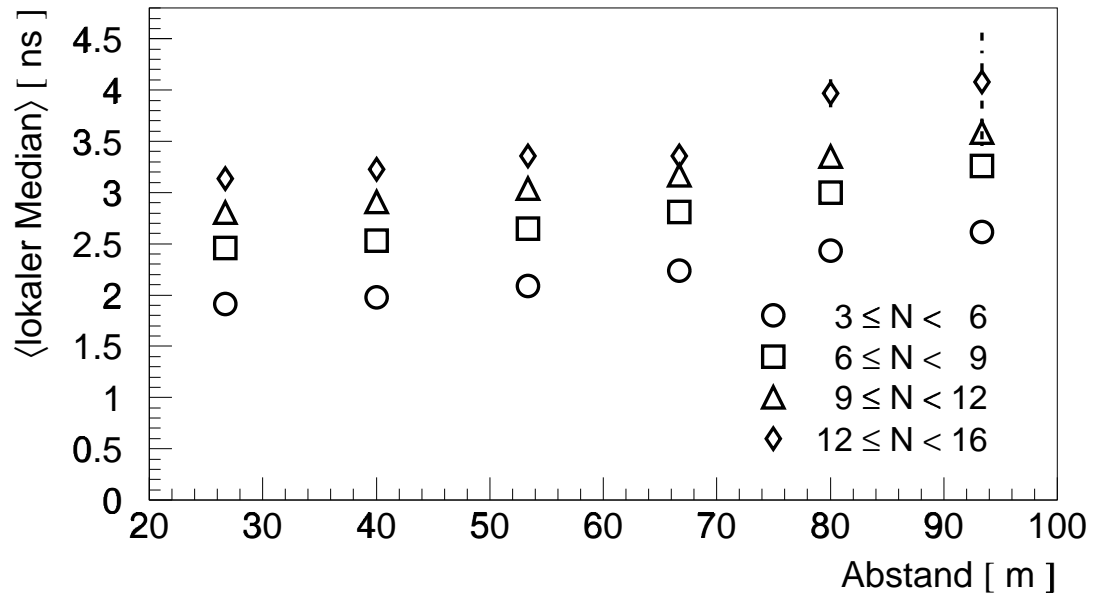


Bild 4.12: Schauerprofile für verschiedene Multiplizitäten der Triggerebene bei fester myonischer Schauergröße ( $3.5 < \lg N_{\mu}^{\text{tr}} < 3.9$ ).

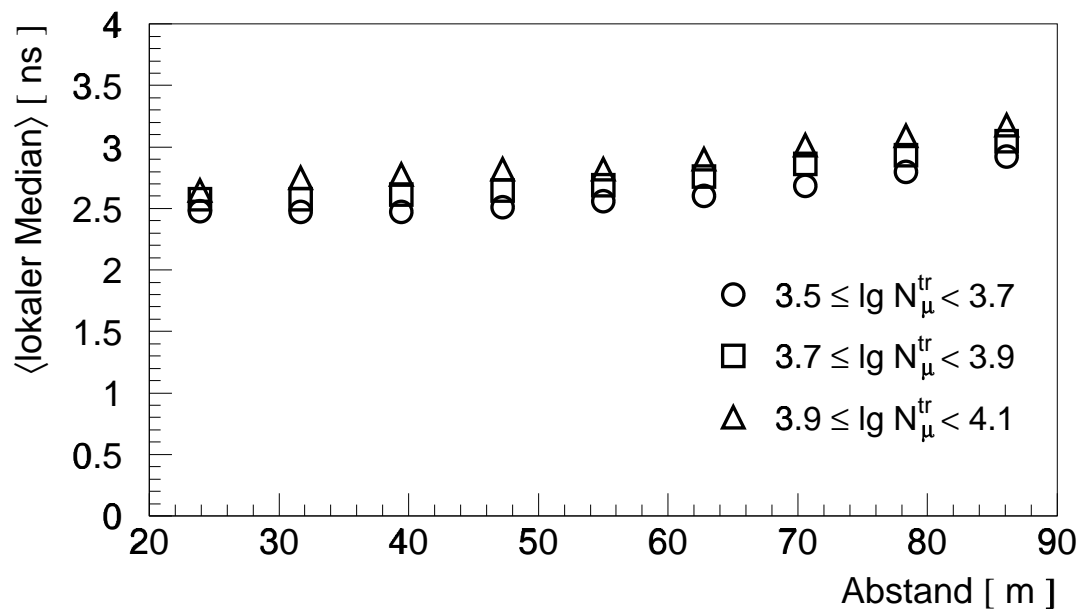


Bild 4.13: Schauerprofile für verschiedene myonischen Schauergrößen und fester Multiplizität der Triggerebene ( $4 < N < 10$ ).

Führt man bei den im vorherigen Abschnitt gezeigten Abhängigkeiten der lokalen Mediane von der myonischen Schauergröße (Bild 4.9) einen zusätzlichen Multiplizitätsschnitt ein, so ergibt sich das in Bild 4.13 dargestellte Verhalten. In diesem Bild ist das Schauerprofil für verschiedene Schauergrößen bei konstanter Multiplizität dargestellt. Es sind jedoch nur noch die drei kleineren Energiebereiche eingetragen, da für den höheren Bereich keine ausreichende Ereignisanzahl für einen zusätzlichen Schnitt vorhanden ist. Man erkennt deutlich, daß die Abhängigkeit der lokalen Mediane von der Schauergröße geringer ausgeprägt ist als ohne den Multiplizitätsschnitt (Bild 4.9). Zusätzlich ist zu erkennen, daß die sich ergebenden lokalen Schauerprofile nun den erwarteten monotonen Verlauf zeigen.

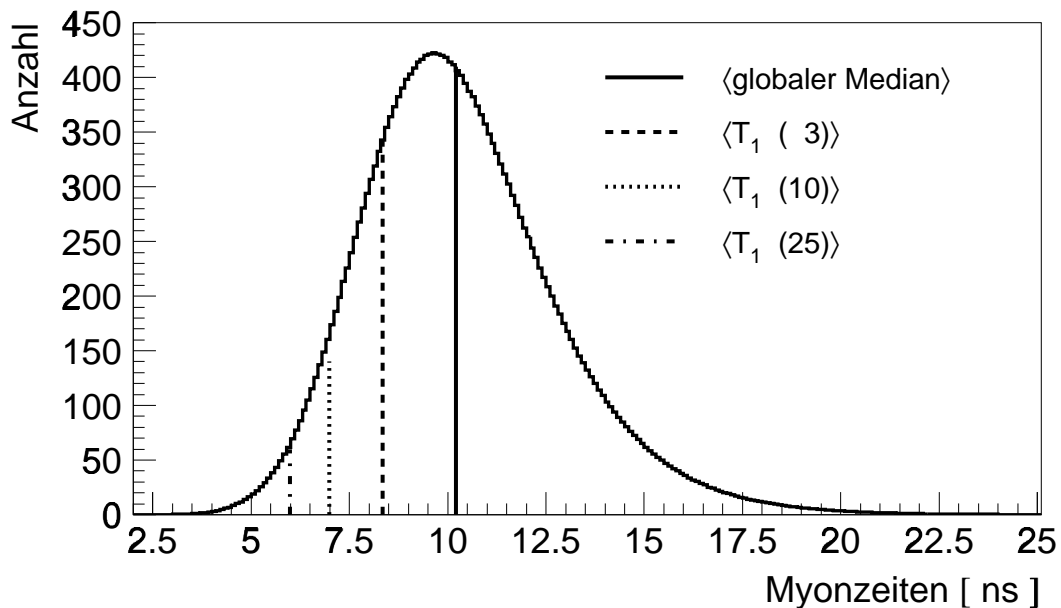


Bild 4.14: Änderung des Erwartungswerts der ersten Myonzeit für drei verschiedene Multiplizitäten.

Die ohne Multiplizitätsschnitt festgestellte Abhängigkeit von der Schauerenergie rührt also hauptsächlich von dem mit einem Anstieg der Primärenergie einhergehenden Anstieg der Multiplizität her. Bei fester Multiplizität kann nur ein schwacher Anstieg des lokalen Medians mit der Schauerenergie festgestellt werden.

Untersuchungen dieser Multiplizitätsabhängigkeit der lokalen Zeitverteilungen zeigen, daß diese hauptsächlich durch die Fluktuationen der ersten Zeit verursacht werden, auf die bei lokalen Zeiten alle anderen Zeiten bezogen werden. Je mehr Zeiten gemessen werden, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit als erste Zeit eine Zeit zu erhalten, die einen kleinen Wert hat. Schon in [Vil 86] wurde im Prinzip die Abhängigkeit der Zeit des ersten Myons aus einer begrenzten Stichprobe von der Multiplizität gezeigt. Dieses Verhalten ist schematisch in Bild 4.14 dargestellt. Es ist für eine realistische

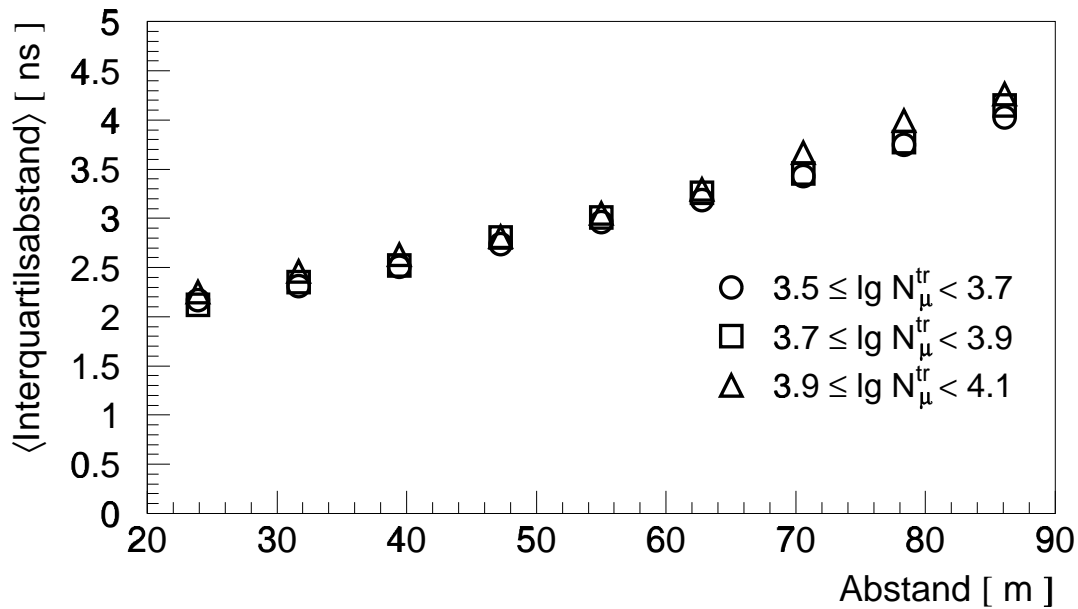


Bild 4.15: Interquartilsabstand über den Abstand zum Schauerzentrum für verschiedene myonischen Schauergrößen (ohne Multiplizitätsschnitt).

angenommene Zeitverteilung für verschiedene Multiplizitäten der Erwartungswert der ersten Myonzeit eingetragen. Man erkennt ein Sinken der ersten Zeit mit zunehmender Multiplizität, während der Erwartungswert der mittleren Zeit (globaler Median) konstant bleibt. Diese These läßt sich auch überprüfen, indem man den sogenannten Interquartilsabstand betrachtet. Unter diesem wird die Differenz zwischen dem 3. und dem 1. lokalen Quartil verstanden. Bei einer Differenzbildung fällt die Fluktuation der Zeit des ersten Myons heraus und der Verlauf dieser Größe über den Abstand liefert einen glatten monotonen Verlauf wie in Bild 4.15 dargestellt. Die Abhängigkeit von  $N_{\mu}^{tr}$  ist hier noch schwächer als in Bild 4.13. Diese weitere Abnahme der Abhängigkeit der lokalen Zeitgrößen von der Schauergröße rührt daher, daß die auch in Bild 4.13 noch vorhandene Überlagerung von verschiedenen Multiplizitäten innerhalb eines Multiplizitätsbereichs hier nicht mehr zum Tragen kommt.

Die Stärke der Fluktuation in der Zeit des ersten Myons hängt zudem stark von der Detektorzeitauflösung ab, da der Hauptteil des Effektes auf Fluktuationen in der Zeitmessung und nicht auf Fluktuationen der physikalischen Ankunftszeit der Myonen im Schauer beruht.

Zur Verdeutlichung der Abhängigkeiten des lokalen Medians wird dieser in einem 3-dimensionalen Bild 4.16 über der myonischen Schauergröße und der Multiplizität für einen festen Radiusbereich ( $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$ ) dargestellt. Man erkennt eine leichte Abhängigkeit von der Schauergröße, aber gleichzeitig eine wesentlich stärkere von

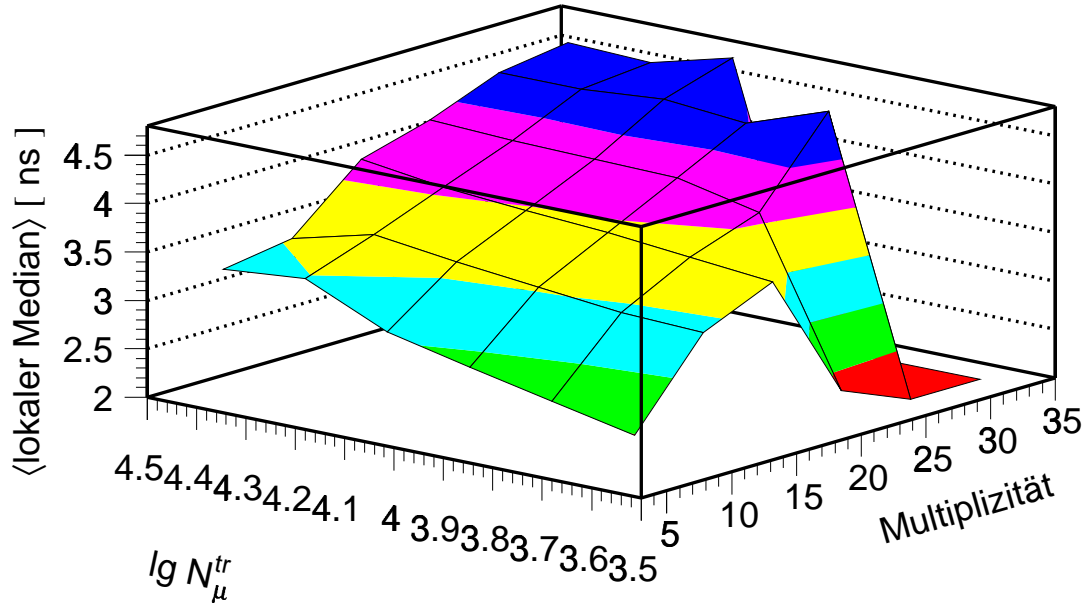


Bild 4.16: Abhängigkeit des lokalen Medians von der myonischen Schauergöße und der Multiplizität in der Triggerebene für  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$ .

der Multiplizität. Bei großen Multiplizitäten und kleinen Schauergößen stehen keine Ereignisse mehr zur Verfügung. Dies ist in Bild 4.16 der Grund für den starken Abfall der lokalen Zeiten in diesem Bereich.

Die Abhängigkeiten der lokalen Zeiten zeigt deutlich, daß die bisher gezeigten Messungen der lokalen Ankunftszeiten schauerphysikalisch nicht interpretierbar sind und wesentlich durch die endlichen Zeitaufösung der Meßapparatur und -elektronik bestimmt sind.

#### 4.3.1 Globale Ankunftszeitverteilungen

Da die Multiplizitätsabhängigkeit der lokalen Zeiten durch Fluktuationen der Referenzzeit entstehen, kann dies durch die Verwendung eines anderen Zeitnullpunktes unter Umständen umgangen werden. Wie bereits dargestellt, bietet sich als eine weitere Referenzzeit die Ankunftszeit des Schauerzentrums  $\tau_0$  an. Diese Zeit  $\tau_0$  wird bei der Richtungsrekonstruktion aus den mit Hilfe des Detektorfeldes gemessenen Zeiten der elektromagnetischen Komponente als freier Parameter angepaßt. Bei der Verwendung dieser Referenzzeit in der Analyse der Myonzeiten der Triggerebene ergibt sich jedoch die Notwendigkeit des elektronischen Zeitabgleichs der zwei verschiedenen Detektor-komponenten, welche unterschiedliche Elektroniklaufzeiten besitzen.

Um den Zeitoffset der zwei Komponenten zu bestimmen, werden zwei Messungen vorgenommen. Als erstes wird ein Abgleich zwischen den Triggerdetektoren und der Top-Cluster Komponente mit Hilfe einzelner Myonen durchgeführt. Diese Messung bestand



in einer Koinzidenzschaltung zwischen einem Top-Cluster Detektor, einem Detektor der Triggerebene und den Myonkammern. Verwendet wurden nur Myonen, deren Richtung durch die Myonkammern rekonstruiert werden konnten und deren, durch den Zentraldetektor zurückverfolgte, Spur durch einen Triggerebenen- und einen Top-Cluster Detektor verlief. Nach Bereinigung der Zeitunterschiede, welche sich aus Unterschieden im Laufweg ergeben, kann man aus der Differenzzeit zwischen beiden Komponenten den elektronischen Zeitoffset beider Komponenten bestimmen. Nähere Einzelheiten zu dieser Messung sind in [Haf 00] dargestellt. Es ergibt sich eine Zeitdifferenz von 61.4 ns.

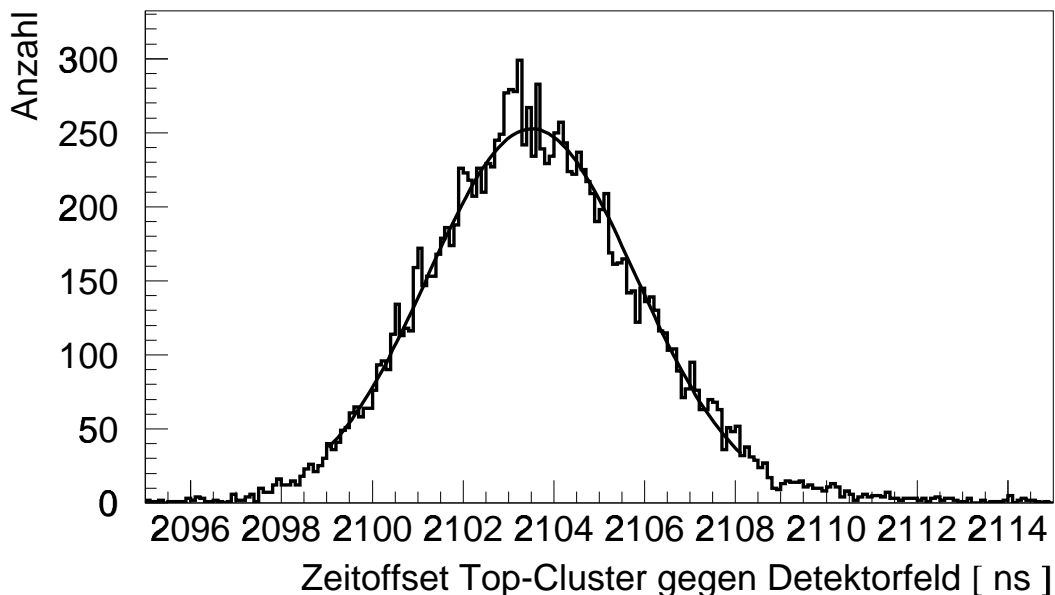


Bild 4.17: Gemessener Zeitoffset zwischen einem Detektor des Top-Clusters und einem  $e/\gamma$ -Detektor des Detektorfeldes. Zusätzlich ist eine angepaßte Gaußverteilung gezeigt.

In einer zweiten Messung wurde nun ein Top-Cluster Detektor unter einen  $e/\gamma$ -Detektor des Detektorfeldes gelegt. Diese beiden Detektoren wurden in einer Koinzidenzschaltung betrieben. Auch hier läßt sich aus den gemessenen Differenzzeiten unter Berücksichtigung der Laufwegkorrekturen der elektronische Zeitoffset zwischen den beiden Komponenten bestimmen. Die sich ergebenden Zeitdifferenzen sind in Bild 4.17 dargestellt. Es ergibt sich eine Verteilung, die durch eine Gaußverteilung angenähert werden kann, deren Mittelwert von 2103.5 ns dem Zeitoffset und deren Breite der gekoppelten Zeitauflösung der beiden Detektoren entspricht. Der gesuchte Zeitoffset zwischen der Triggerebene und den  $e/\gamma$ -Detektoren des Detektorfeldes ist durch die Summe dieser beiden einzelnen Zeitoffsets gegeben. Er beträgt 2164.9 ns.

In Bild 4.18 ist exemplarisch für verschiedene myonische Schauergößen das globale Schauersprofil aufgetragen.

Dieses Bild zeigt einerseits, daß das Ansteigen der Mediane zu kleinen Abständen hin wie erwartet bei Verwendung der Ankunftszeit des Schauerszentrums als Referenzzeit

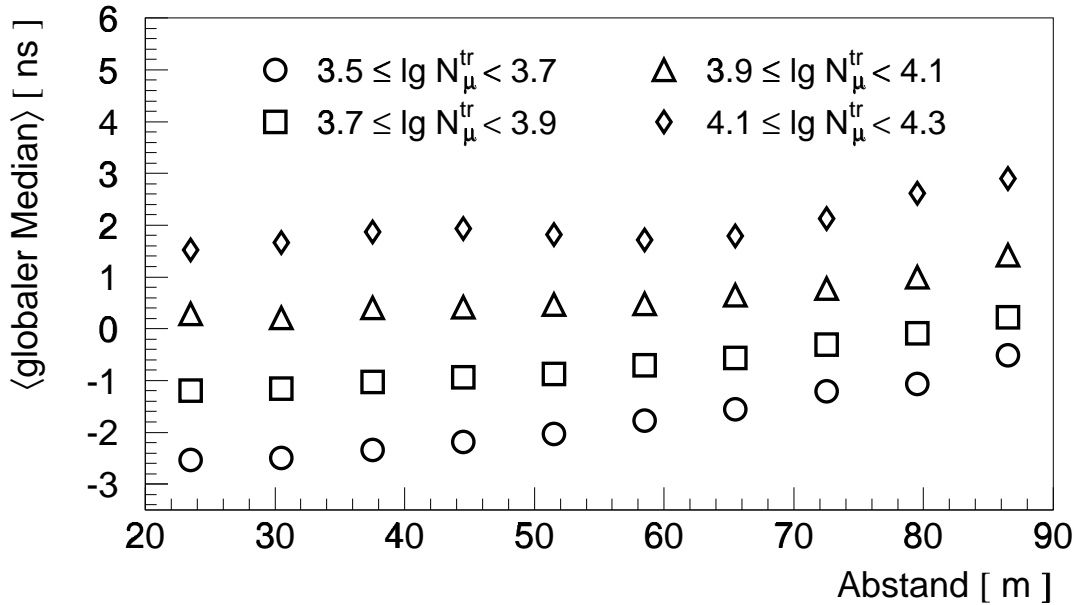


Bild 4.18: Globale Schauerprofile für verschiedene myonische Schauergrößen.

vermieden wird. Es ergeben sich weitgehend monotone Verteilungen. Andererseits zeigen die Schauerprofile eine starke Abhängigkeit von der Schauergröße, und es ergeben sich teilweise negative Ankunftszeiten, welche per Definition ausgeschlossen sind. Da die lokalen Zeiten, außer durch Fluktuation der Zeiten des ersten Teilchens, praktisch keine Abhängigkeit von der Schauergröße besitzen (siehe Bild 4.15), muß diese starke Abhängigkeit von der rekonstruierten Ankunftszeit des Schauerzentrums verursacht werden. Untersuchungen zeigen, daß  $\tau_0$  mit Anwachsen der Schauergröße um etwa 3 ns variiert. Diese Variation kommt durch die, in der Rekonstruktion der Schauerrichtung und Ankunftszeit des Schauerzentrums aus den Zeiten des Detektorfeldes nicht berücksichtigten Abhängigkeiten der Zeiten vom Energiedeposit (vergleiche Kapitel 3.3). Eine solche Abhängigkeit ist auch für die  $e/\gamma$ -Detektoren des Detektorfeldes gegeben. Die Vernachlässigung dieses Effekts führt zu einer von der Schauerenergie abhängigen Überschätzung der Steigung des Konus in der Rekonstruktion und hierdurch auch zu einer Fehlrekonstruktion der Zeit  $\tau_0$ . Eine weitere Möglichkeit für negative Zeiten können auch zeitlich nicht genau genug abgegliche Detektoren des Detektorfeldes beziehungsweise des Top-Clusters sein. Das heißt, es könnten Detektoren zur Offsetbestimmung (Bild 4.17) gewählt worden sein, welche einen zusätzlichen Offset besitzen. Da zusätzlich zu den Fehlern in der Rekonstruktion auch die gleichen systematischen Fehler in der Detektorsimulation der Zeiten des Detektorfeldes gegeben sind, werden in dieser Arbeit globale Zeiten nicht weiter betrachtet.

### 4.3.2 Multiplizitätskorrektur lokaler Ankunftszeitverteilungen

Eine zweite Möglichkeit, die Multiplizitätsabhängigkeit lokaler Zeiten zu verringern und damit die Vergleichbarkeit lokaler Mediane mit anderen Experimenten zu ermöglichen, ist eine Korrektur dieser Abhängigkeit. Es werden die gemessenen lokalen Mediane gemäß der registrierten Multiplizität korrigiert. Zur Berechnung der Korrekturen werden Luftschauersimulationen verwendet.

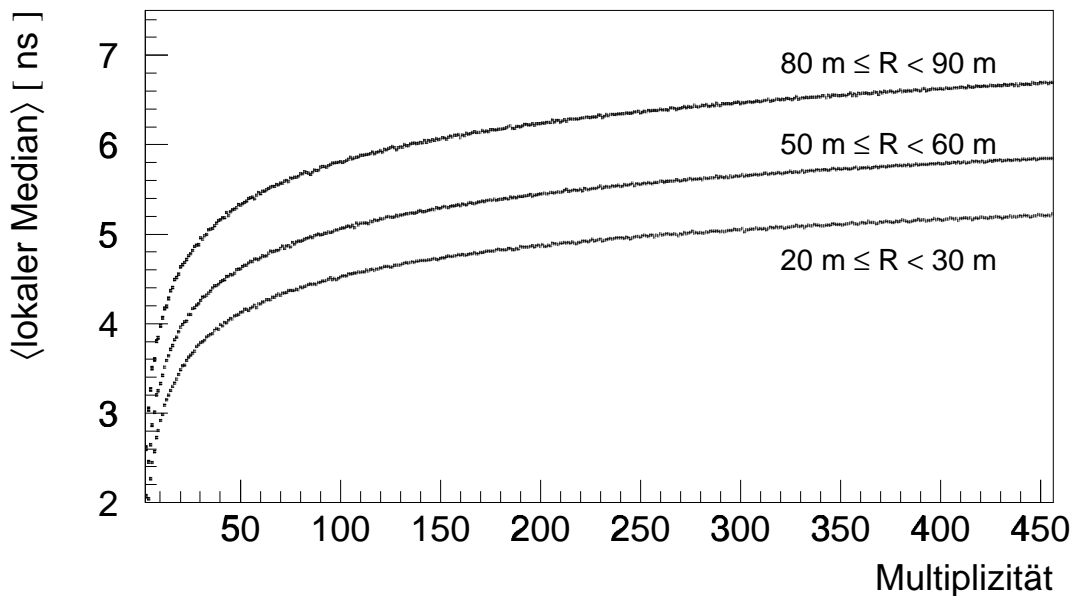


Bild 4.19: Multiplizitätsabhängigkeit des lokalen Medians, wie sie sich aus Simulationen für eine Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV und einen Zenitwinkel von  $0^\circ$  für verschiedene Abstände zum Schauerzentrum ergibt.

Es werden für 5000 Schauer mit jeder im Experiment vorkommenden Multiplizität (3-456) zufällige Zeiten nach einer gegebenen Zeitverteilung gewürfelt. Je Schauer wird der lokale Median bestimmt und dann der Mittelwert aller 5000 Mediane einer Multiplizität berechnet. Die so erhaltenen 454 Mittelwerte liefern die benötigte Korrektur. Der Nachteil der Berechnung liegt darin, daß die Zeitverteilungen der Myonzeiten, nach denen die „Schauerzeiten“ gewürfelt werden, bekannt sein müssen. Da diese experimentell nicht bestimmt werden können, werden die Zeiten nach Verteilungen gewürfelt, die sich aus Simulationen ergeben. Um diese Zeitverteilungen zu bestimmen, werden je 200 proton- und eiseninduzierte Schauer einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV und einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  simuliert. Da die Myonzeitverteilungen abhängig vom Schauerzentrumsabstand sind, werden die Myonzeiten in 15 Radiusbereiche von 0-150 m betrachtet. In diese 15 Verteilungen werden jeweils alle Zeiten der Myonen, welche den entsprechenden Abstand zum Schauerzentrum haben, eingetragen, wobei jede Zeit noch zusätzlich mit einer der Detektorzeitauflösung von 1.5 ns entsprechenden Zeit

verschmiert wird. Es ergeben sich somit 15 Myonzeitverteilungen, nach denen, wie beschrieben, für jede Multiplizität 5000 „Schauer“ gewürfelt werden.

In Bild 4.19 sind die sich ergebenden mittleren Mediane über der Multiplizität für drei verschiedene Radiusabstände aufgetragen. Man erkennt deutlich den Anstieg der Mediane mit zunehmender Multiplizität und zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum. Dieser Anstieg hat rein statistische Ursachen. Dies wird deutlich, wenn man bedenkt, daß für alle Multiplizitäten die gleiche Myonzeitverteilung verwendet wird. Der Anstieg innerhalb der verschiedenen Radiusbereiche kommt einzig aus mit zunehmender Multiplizität größer werdenden Fluktuationen der ersten Zeit zustände (siehe Bild 4.14). Zur Verwendung dieser Mittelwerte zur Korrektur der gemessenen lokalen Mediane müssen diese auf einen Referenzzeitpunkt bezogen werden. Da die Wahl des Bezugspunktes beliebig ist, wurde in dieser Arbeit hierfür je Radiusbereich der lokale Median verwendet, welcher sich bei maximaler Multiplizität (456) ergibt.

Um die Abhängigkeit dieser Korrekturen von allgemeinen Schauerparametern zu untersuchen, wurden Schauer einer Primärenergie von  $1 \cdot 10^{15}$  beziehungsweise  $1 \cdot 10^{16}$  eV simuliert und die gleichen Berechnungen durchgeführt. Die sich hieraus ergebenden Korrekturen weisen Differenzen für die verschiedenen  $E_0$  von maximal 0.1 ns auf.

Weiterhin wurden auch Schauer mit einem  $E_0$  von  $3 \cdot 10^{15}$  eV und einem Zenitwinkel von  $20^\circ$  beziehungsweise  $35^\circ$  untersucht. Auch hier ergeben sich mit einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  vergleichbare Verläufe der Korrekturen. Die Differenzen sind jedoch etwas größer. Für kleinere Zenitwinkel ergeben sich systematisch kleinere Multiplizitätskorrekturen. Die Unterschiede betragen jedoch maximal 0.2 ns.

### 4.3.3 Multiplizitätskorrigierte lokale Ankunftszeitverteilungen

Berücksichtigt man die beschriebene Korrekturen für die in Kapitel 4.2 gezeigten Verteilungen, so ergeben sich folgende Ergebnisse. Da die Multiplizitätskorrekturen für die verschiedenen Zenitwinkel etwas unterschiedliche Werte liefern, werden die Korrekturen für drei verschiedene Zenitwinkelbereiche bestimmt und durchgeführt. Nach Durchführung der Korrektur werden die Bereiche zur Erhöhung der Ereignisanzahl wieder zusammengefaßt. In Bild 4.20 sind die lokalen Schauerprofile für verschiedene myonische Schauergrößen dargestellt. Mit einer Multiplizitätskorrektur zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der mittleren lokalen Mediane der Ankunftszeiten vom Radius. Dafür ergeben sich nur noch geringe Unterschiede für die verschiedenen myonischen Schauergrößenbereiche. Die Werte für die korrigierten lokalen Mediane liegen stets höher als für unkorrigierte Zeiten (vergleiche Bild 4.9). Dies hängt damit zusammen, daß als Referenzzeit für die Multiplizitätskorrektur die Mediane verwendet wurden, wie sie sich bei einer Multiplizität von 456 ergeben würden. Dies bedeutet, daß alle Mediane auf Werte umgerechnet werden, wie sie sich bei einer Multiplizität von 456 ergeben würden. Diese Mediane liegen wie in Bild 4.19 gezeigt höher als bei einer niedrigeren Multiplizität.

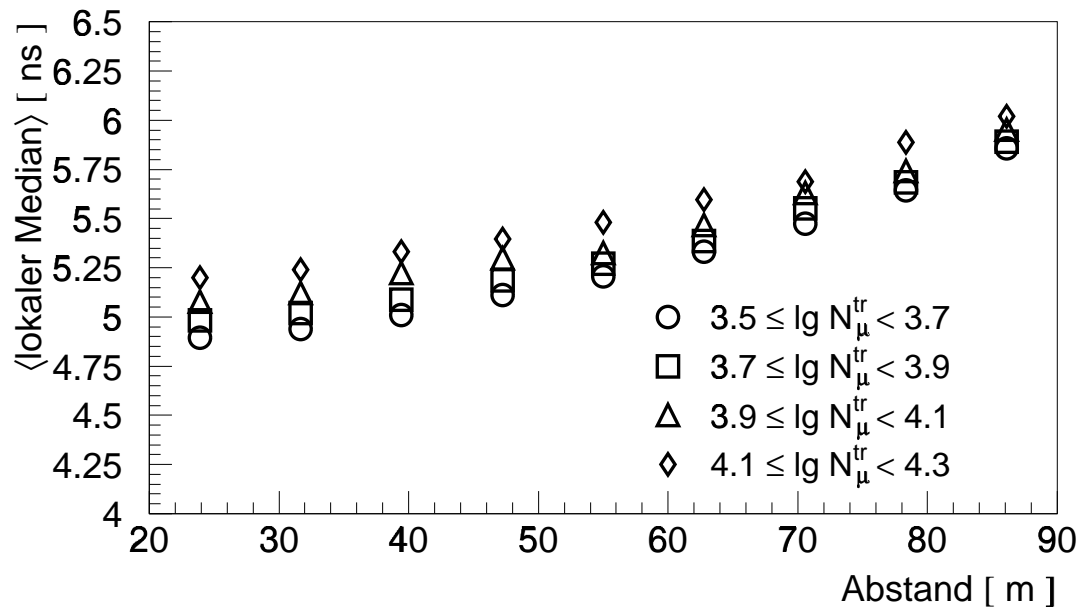


Bild 4.20: Korrigierte lokale Schauerprofile für verschiedene myonische Schauergrößen.

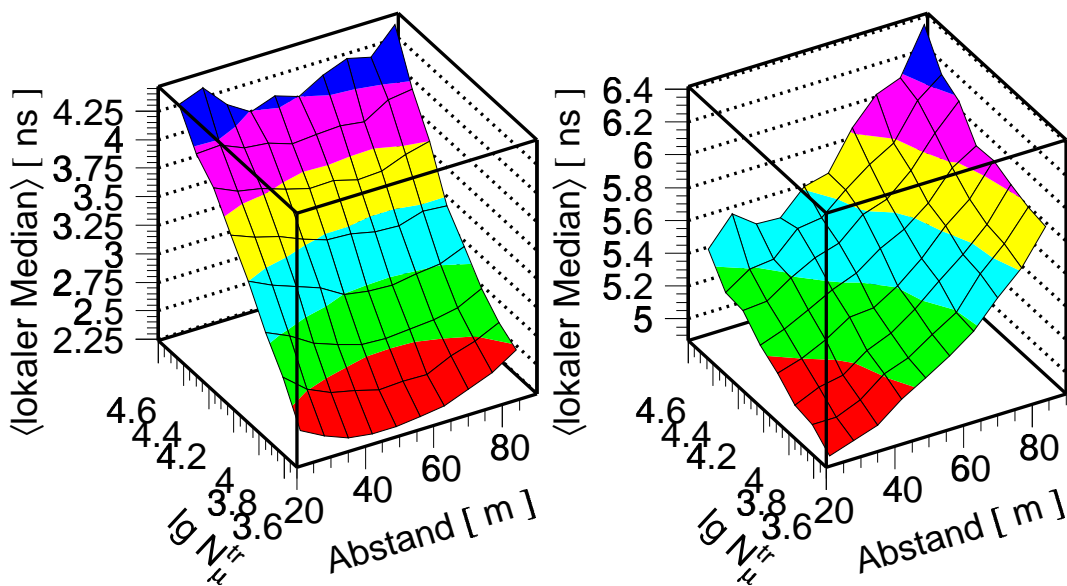


Bild 4.21: Lokaler Median gegen Abstand zum Schauerzentrum und gegen die myonischen Schauergröße (links). Im Vergleich hierzu die sich ergebenden Zusammenhänge bei multiplizitätskorrigiertem lokalem Median (rechts).

Zur Verdeutlichung der Auswirkungen der Korrekturen ist in Bild 4.21 der lokale Median gegen die myonische Schauergöße und den Abstand zum Schauerzentrum dargestellt. In Bild 4.21 links ist noch einmal die unkorrigierte Verteilung gezeigt. Man erkennt eine starke Abhängigkeit von der Schauergöße, während die radiale Abhängigkeit sehr gering ist und keinen monotonen Zusammenhang liefert. Im rechten Bild sind die korrigierten Zeiten dargestellt. Diese Verteilung zeigt deutliche Unterschiede gegenüber der unkorrigierten Verteilung. Es ist kaum mehr eine Abhängigkeit der lokalen Mediane von der Schauergöße, aber eine starke Abhängigkeit vom Abstand vorhanden.

Zu beachten ist jedoch, daß diese Multiplizitätskorrektur nur im Mittel vieler Schauer korrekt ist. Auf den Einzelschauer läßt sie sich zwar anwenden, ergibt aber keinen Sinn, da mit ihr die Fluktuationen der ersten Zeit im Einzelschauer nicht berücksichtigt werden. Nach der Multiplizitätskorrektur sollten daher nur noch mittlere Verteilungen dargestellt werden.

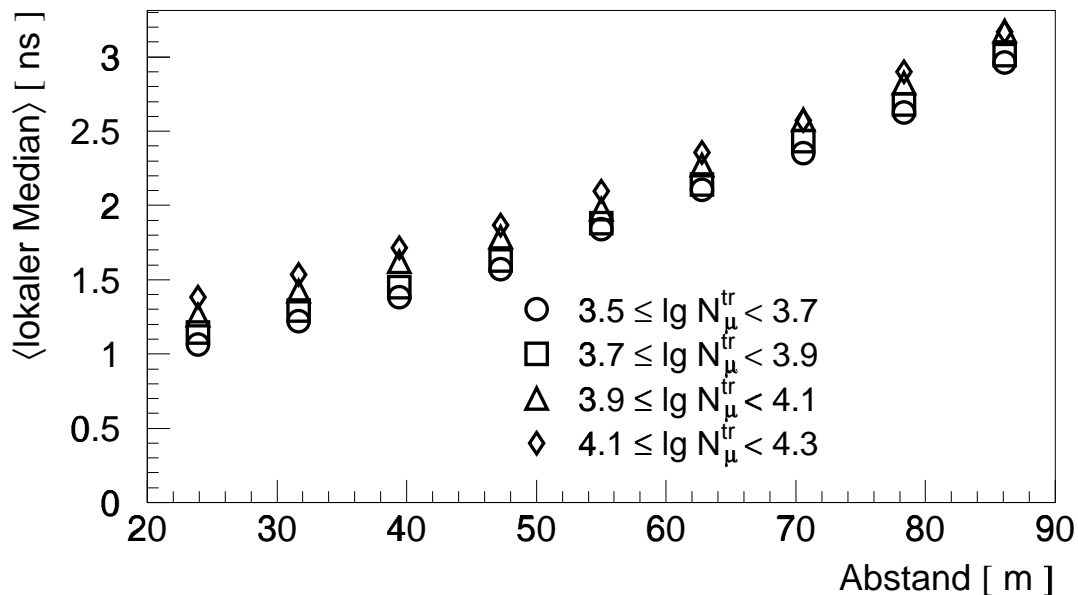


Bild 4.22: Auf die erste Myonzeit korrigierte lokale Schauerprofile für verschiedene myonische Schauergößen.

Weiterhin ist nochmals darauf hinzuweisen, daß diese Multiplizitätskorrektur zwar einerseits die gewünschten Ergebnisse erbringt, daß die lokalen Schauerprofile den erwarteten Verlauf zeigen. Die Variationen der lokalen Mediane nehmen etwas ab, da ein Teil der Fluktuationen auf der Mischung von lokalen Medianen verschiedener Multiplizitäten beruht. Die Abnahme ist aber nur gering, da durch die Korrekturen, die ja nur im Mittel korrekt sind, wieder neue zusätzliche Variationen verursacht werden. Andererseits sind die so erhaltenen lokalen Mediane weiterhin nicht die korrekte Dicke der Myonscheibe. Die Werte werden durch die Korrektur vergrößert, da sie auf die

Werte bezogen werden, wie sie sich im Mittel bei einer Multiplizität von 456 ergeben würden. Diese Multiplizität bzw. Myondichte ist in den Ereignissen der Messungen jedoch im allgemeinen nicht gegeben. Insbesondere ist die Myondichte vom Abstand zum Schauerzentrum abhängig. Das nach der Korrektur erhaltene lokale Schauerprofil entspricht somit nicht der tatsächlichen Schauerdicke, sondern der Schauerdicke wie sie sich bei der entsprechenden Zeitauflösung der Detektoren und einer Multiplizität von 456 ergeben würde.

Eine weitere Möglichkeit eine Korrektur durchzuführen wäre, allein die Fluktuationen der ersten Zeit, welche von der Multiplizität abhängen, zu korrigieren. Dies ist im Prinzip möglich, indem wiederum für verschiedene Radiusbereiche, Zenitwinkel und Energiebereiche der Erwartungswert der ersten Myonzeit berechnet wird. Wird dieser Wert auf die tatsächliche mittlere erste Zeit, die in Simulationen bekannt ist, bezogen, so können mit Hilfe der Differenz die gemessenen lokalen Mediane entsprechend korrigiert werden. Diese korrigierte Größe entspräche der tatsächlichen Schauerdicke. Ein Ergebnis, das sich bei Anwendung dieser Korrekturen ergibt, ist exemplarisch in Bild 4.22 dargestellt. Auch hier ergibt sich ein monotoner Verlauf des lokalen Schauerprofils. Die Werte sind nicht mehr künstlich erhöht und liegen im betrachteten Bereich zwischen 1 und 3 ns. Dies wäre unter der Annahme, daß die Simulationen die myonische Komponente korrekt beschreiben, die Schauerdicke der Myonscheibe, das heißt in diesem Fall die Zeit, innerhalb derer 50% aller Myonen das Beobachtungsniveau erreichen. Dieses Verfahren besitzt jedoch gegenüber der zuvor beschriebenen Korrektur mehrere Nachteile. Die Korrektur auf den Erwartungswert der ersten Myonzeit ist im Gegensatz zur Korrektur der lokalen Mediane auf eine Multiplizität von 456 stark von der Primärenergie des Schauers abhängig. Dies kommt daher, daß die gemessene erste Zeit stark von der Multiplizität abhängt. Diese steigt aber mit steigender Primärenergie an. Hierdurch verringert sich die gemessene erste Zeit durch die Zeitauflösung immer weiter, während die tatsächliche bzw. simulierte erste Myonzeit nur schwach von der Energie abhängt. Das bedeutet, daß bei Durchführung dieser Korrektur die Korrekturen abhängig von der Primärenergie berechnet werden müssen. Zusätzlich ist die erste Myonzeit, wie sich im Kapitel 5 zeigen wird, stark von der Masse des Primärteilchens des Schauers abhängig. Das heißt, die Korrektur wäre für jedes Primärteilchen unterschiedlich. Dies ist ein prinzipielles Problem, da die Art des Primärteilchens bei der Messung nicht bekannt ist. Zur Erstellung des Bildes 4.22 wurden Korrekturen für drei verschiedene Primärenergien erstellt und bei den gemessenen Ereignissen je nach rekonstruierter Myonzahl verwendet. Zur Erstellung dieser Korrekturen wurden proton- und eiseninduzierte Schauer verwendet, wobei die Schauer der verschiedenen Primärteilchen gemischt wurden.

# 5

## Luftschauersimulationen mit CORSIKA

Zur Interpretation der in Kapitel 4.2 dargestellten Zusammenhänge der gemessenen Zeitverteilungen in Bezug auf die im Kapitel 2.1 gezeigten Abhängigkeiten von Produktionshöhen und Primärteilchen muß auf eine vollständige Luftschauersimulation zurückgegriffen werden. Hierzu wird das Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA (**CO**smic **R**ay **S**imulation for **KA**scade) verwendet [COR 98]. Mit diesem Programm läßt sich die Schauerentwicklung in der Atmosphäre simulieren. In das Programm sind verschiedene Wechselwirkungsmodelle implementiert. Diese beruhen im niederenergetischen Bereich direkt auf Beschleunigerdaten, während sie im Bereich hochenergetischer Wechselwirkungen auf Extrapolationen dieser Daten, beziehungsweise Berechnungen nach der Quanten-Chromo-Dynamik beruhen. In CORSIKA werden alle wichtigen Wechselwirkungen und Zerfälle der Primär- und Sekundärteilchen, sowie die Einflüsse auf die Bewegungen der Teilchen, wie Geomagnetfeld, Vielfachstreuung und Energieverluste in der Atmosphäre behandelt. Der Startpunkt der Simulation liegt in 112.8 km Höhe, in welcher nach der US-Standardatmosphäre der Rand der Atmosphäre liegt. Die Zusammensetzung (Atom %) der Atmosphäre ist zu 78.5 % Stickstoff, 21.0 % Sauerstoff und 0.5 % Argon gewählt.

Für die Simulation der elektromagnetischen Komponente gibt es die Möglichkeit, das Programm EGS4 [EGS 85] zu verwenden. Dieses beinhaltet alle relevanten Prozesse, benötigt hierzu jedoch relativ lange Rechenzeiten, da jedes  $e/\gamma$ -Teilchen detailliert verfolgt wird. Wenn auf die detaillierte Simulation der  $e/\gamma$ -Komponente verzichtet werden kann, steht mit der NKG-Option eine analytische Berechnung dieser Komponente zur Verfügung [NKG 79].

Für die Simulation von hadronischen Wechselwirkungen stehen ebenfalls mehrere Modelle zur Verfügung. Für die niederenergetischen ( $E_{Lab} < 80$  GeV) hadronischen Wechselwirkungen wird das GHEISHA Modell verwendet [GHE 85]. Für den hochenergetischen Teil ( $E_{Lab} > 80$  GeV) stehen wahlweise fünf Modelle zur Verfügung. Dies sind zum einen die auf der Gribov-Regge-Theorie aufbauenden Modelle VENUS [VEN 93], QGSJET [QGS 97] und DPMJET [DPM 95], andererseits das Minijet Modell Sibyll [SIB 92], sowie der HDPM-Generator [HDP 89].



CORSIKA liefert als Ergebnis der Berechnungen für alle das Beobachtungsniveau erreichende Teilchen Ort, Impuls, Art und Zeit, wobei die Zeit als Zeit ab der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens angegeben wird.

Der Transport der Teilchen und damit deren Zeiten werden für die einzelnen Teilchenarten folgenderweise in CORSIKA gehandhabt.

Die Zeiten der Hadronen setzen sich aus den Zeitintervallen zwischen den einzelnen hadronischen Wechselwirkungen des Teilchens und seiner Mutterteilchen zusammen. Kontinuierliche Energieverluste und damit verringerte Geschwindigkeiten auf der Wegstrecke zwischen diesen Wechselwirkungen werden berücksichtigt, indem eine mittlere Geschwindigkeit, die sich aus der Geschwindigkeit am Anfang und am Ende der freien Wegstrecke ergibt, verwendet wird. Da die freie Weglänge in der hadronischen Wechselwirkung kurz und die mittlere Energie der Hadronen hoch ist, wirkt sich diese Näherung in der Geschwindigkeit auf die ermittelten Zeiten praktisch nicht aus. Aus demselben Grund werden Vielfachstreuungen nicht berücksichtigt.

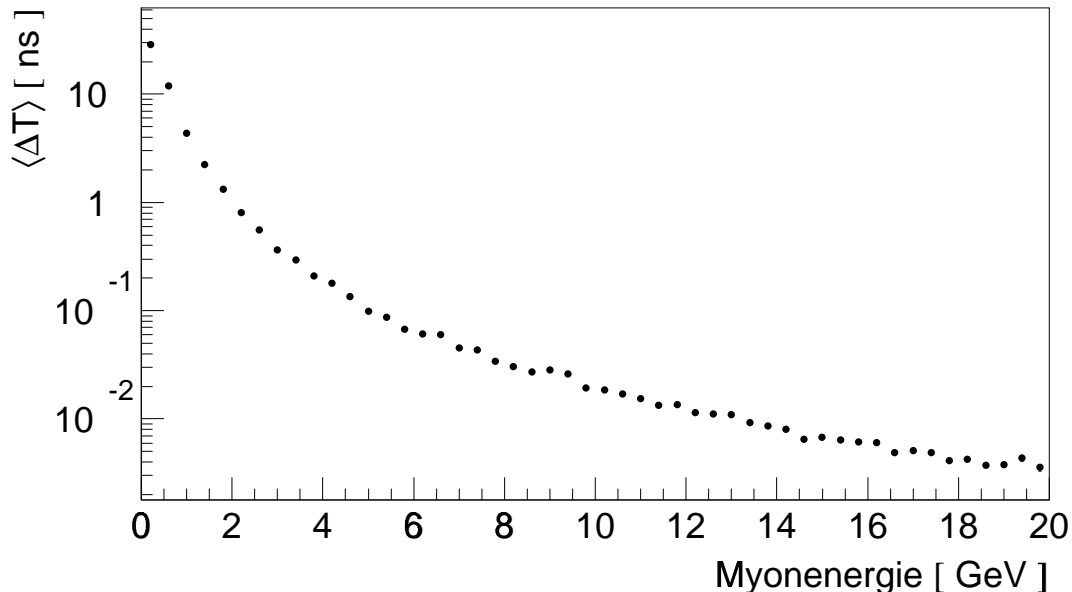


Bild 5.1: Mittlerer systematischer Fehler der Myonzeiten durch die vereinfachte Behandlung der Ionisationsverluste.

Die Zeiten der Myonen werden analog behandelt. Es sind jedoch zwei Unterschiede berücksichtigt, welche durch die wesentlich größere freie Weglänge der Myonen gegeben sind. Die Wegstrecken, aus denen sich der gesamte Laufweg der Myonen ergibt, sind auf jeweils maximal 10 Streulängen (entsprechend  $377 \text{ g/cm}^2$ ) begrenzt. Legt ein Myon einen weiteren Weg bis zu einer Wechselwirkung oder dem Erreichen des Beobachtungsniveaus zurück, so wird die Wegstrecke jeweils nach 10 Streulängen unterbrochen, und die Teilstrecken werden wie bei der hadronischen Komponente behandelt. Ebenso ist eine vereinfachte Vielfachstreuung implementiert, wobei jeweils nur eine Streuung nach Zurücklegen der Hälfte einer Wegstrecke berechnet wird. Der verwendete Streuwinkel ist von der Myonenergie abhängig und beträgt für eine Myonenergie von 10 GeV im Mittel  $0.5^\circ$ .

Diese Vereinfachungen in der Behandlung des Energieverlusts auf dem Laufweg des Myons führen zu zu großen Myonzeiten. Die Größe des Fehlers hängt stark von der Myonenergie und der Höhe der Produktion des Myons ab. Für niederenergetische Myonen ( $E_\mu = 400$  MeV) auf Meereshöhe und einer Produktionshöhe der Myonen von 15 km ergibt sich eine Überschätzung der Myonzeiten in der Größenordnung von 100 ns. Für Myonenergien von 2 GeV auf Meeresniveau ergeben sich Überschätzungen von etwa 1 ns, wenn über alle vorkommenden Produktionshöhen gemittelt wird. Für höherenergetische Myonen (Myonen in Luftschauern besitzen auf Meeresniveau im Mittel etwa 10 GeV) sinkt der Fehler schnell auf vernachlässigbare Werte. Zur Veranschaulichung sind in Bild 5.1 die mittleren Fehler der Vereinfachung über der Myonenergie aufgetragen. Für dieses Bild wurden Schauer mit einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV gerechnet. Es werden alle Myonen mit Abständen von weniger als 150 m zum Schauerzentrum entsprechend ihren Produktionshöhen berücksichtigt. Für Myonen auf der in dieser Arbeit vorhandenen Energieschwelle von 2.4 GeV beträgt der mittlere Fehler etwa 0.8 ns. Für die mittlere Myonenergie von etwa 10 GeV noch etwa 0.02 ns und ist gegen die Zeitaufösung der Detektoren vernachlässigbar. Die auftretenden Fehler sind jedoch zu beachten, wenn speziell Zeiten von niederenergetischen Myonen untersucht werden. Für deren Zeiten ist diese Näherung nicht ausreichend.

Aus diesem Grund wird in Zukunft eine neue Behandlung der Myonzeiten in CORSIKA implementiert, bei der die Teilstrecken je nach Myonenergie unterschiedlich lang gewählt werden. Je geringer die Myonenergie ist, desto kürzere Wegstücke werden zur Berechnung der mittleren Geschwindigkeit herangezogen. Damit wird der Fehler in den Zeiten dieser niederenergetischen Myonen verringert. Die neue CORSIKA Version stand für diese Arbeit noch nicht zur Verfügung.

Bei der Berechnung der Elektronlaufzeiten im EGS4 Code werden Energieverluste und Vielfachstreuungseffekte berücksichtigt.

## 5.1 Ankunftszeiten in reinen Luftschauersimulation

Die Luftschauersimulationen für diese Arbeit wurden mit der CORSIKA Version 5.62 durchgeführt. Sämtliche Rechnungen wurden im niederenergetischen hadronischen Teil mit dem GHEISHA-Modell und im hochenergetischen Teil mit QGSJET durchgeführt. Für die elektromagnetische Komponente wurde der EGS4 Code, als Atmosphäre die US-Standardatmosphäre verwendet. Als Ort des Beobachtungsniveaus wurden die Koordinaten des KASCADE Experiments gewählt.

Für die prinzipiellen Untersuchungen der Myonankunftszeiten in diesem Abschnitt wurde mit einer festem Primärenergie ( $3 \cdot 10^{15}$  eV) und festem Zenitwinkel ( $0^\circ$ ) gerechnet. In einem ersten Schritt werden die Myonzeiten simulierter EAS ohne Einbeziehung von Detektoreffekten betrachtet.

Hierzu werden die relativ zur Ankunftszeit des Schauerzentrums berechneten Zeiten aller Myonen des EAS untersucht. Die Energieschwelle der Myonen beträgt wie in der Messung 2.4 GeV. Die Ergebnisse dieser EAS Simulationen sind in Bild 5.2 dargestellt. Das erste Bild zeigt für einen Abstandsbereich ( $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$ ) exempla-

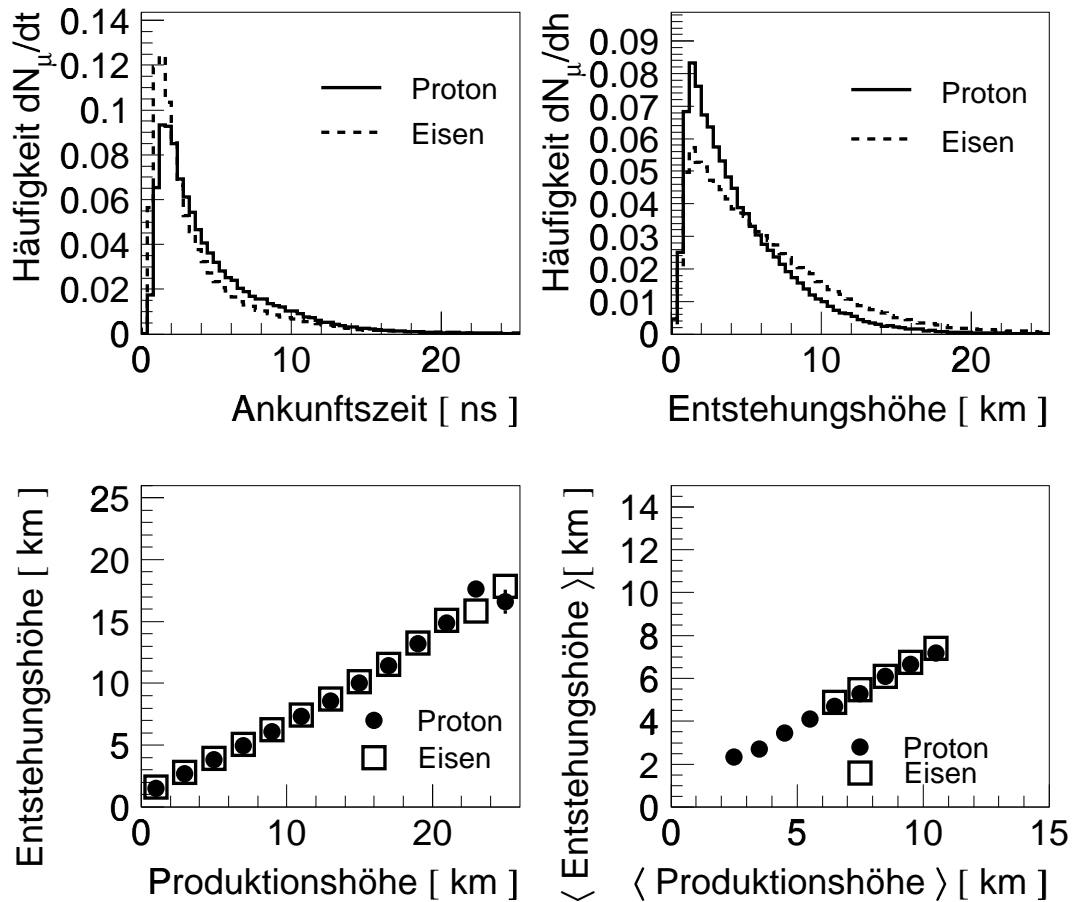


Bild 5.2: Myonankunftszeiten und daraus errechnete Entstehungshöhen für simulierte EAS verschiedener Primärmassen bei festem Abstand zum Schauerzentrum von 80 - 90 Meter (oben). Rekonstruierte Entstehungshöhen gegen tatsächliche Produktionshöhen für einzelne Myonen in EAS und mittlere Werte je Schauer (unten).

risch die sich ergebenden Myonankunftszeiten für proton- und eiseninduzierte EAS. Die größeren Zeiten bei protoninduzierten Schauern spiegeln die im Mittel niedrigere Produktionshöhe der Myonen im Vergleich zu eiseninduzierten Schauern wider. Berechnet man aus der Ankunftszeit und bekannten Zentrumsabständen der einzelnen Myonen unter zur Hilfenahme der Gleichung 2.3 eine Entstehungshöhe, so erhält man die im zweiten Bild dargestellten Entstehungshöhenprofile. Hier erkennt man deutlich, wie sich die Unterschiede in den myonischen Ankunftszeiten bei einer Umrechnung in Entstehungshöhen in diesen widerspiegeln. Im weiteren wird diese aus den Myonzeiten rekonstruierte Höhe zur Unterscheidung von der Produktionshöhe, welche direkt aus der Simulation entnommen wird, Entstehungshöhe genannt. Im dritten Bild ist zur Überprüfung der vereinfachenden Gleichung dargestellt, wie sich die rekonstruierten Entstehungshöhen zu den, bei der Simulation bekannten, tatsächlichen Produktionshöhen, verhalten. Man erkennt eine starke Korrelation dieser beiden Größen, wobei die rekonstruierte Entstehungshöhe im Mittel aber etwas geringer als die tatsächli-

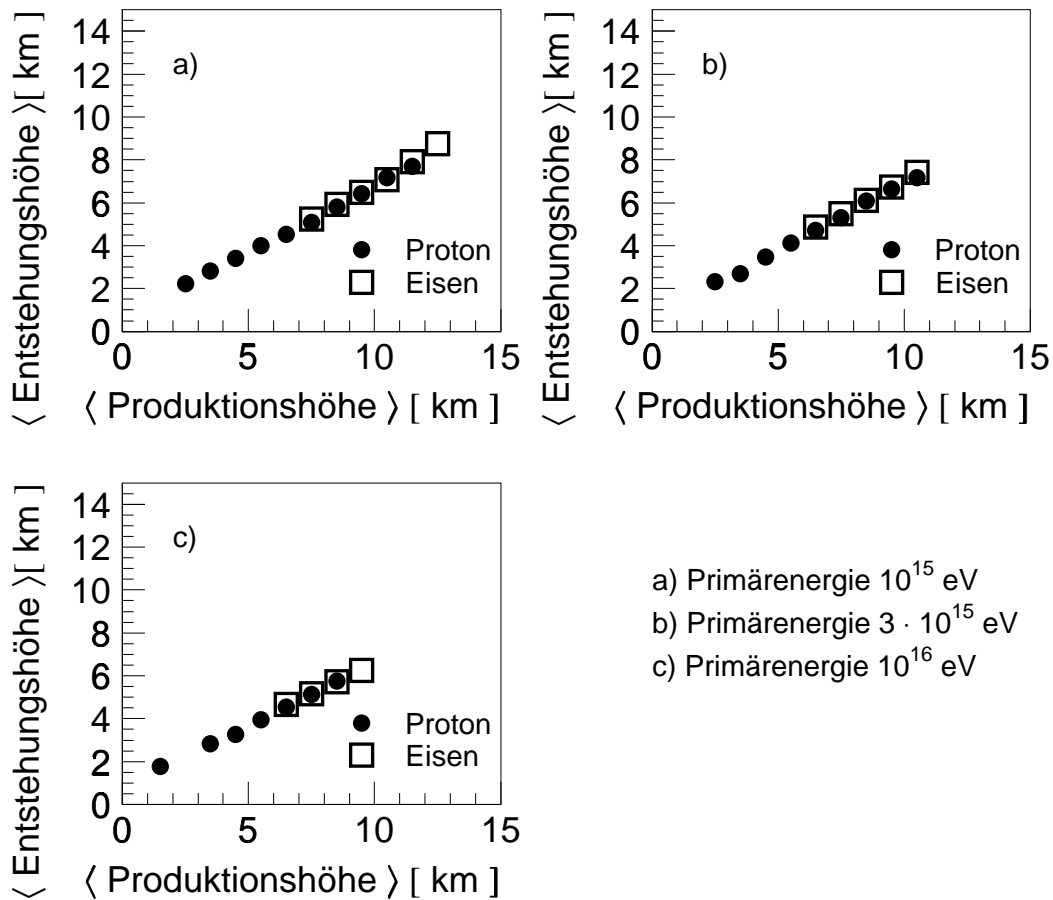


Bild 5.3: Mittlere rekonstruierte Entstehungshöhen gegen mittlere Produktionshöhen für verschiedene Primärenergien und einen Abstand zum Schauerzentrum von 80-90 m.

che Produktionshöhe ist. Diese zu niedrige Rekonstruktion der Entstehungshöhe wird hauptsächlich dadurch verursacht, daß die Myonen eine geringere Geschwindigkeit als die bei der Umrechnung angenommene Lichtgeschwindigkeit haben. Dadurch ergeben sich in einer korrekten Simulationen etwas höhere Zeiten, welche wiederum in der Gleichung zu einer Unterschätzung der Entstehungshöhe führen. Da bei der Auswertung der Meßdaten nur mittlere Zeiten je Schauer gezeigt wurden, wird auch noch die mittlere rekonstruierte Entstehungshöhe gegen die mittlere Produktionshöhe gezeigt. Dies ist im vierten Bild von 5.2 gezeigt. Man erkennt auch hier eine Korrelation, wobei hier jedoch die Unterschätzung der tatsächlichen Produktionshöhe stärker ausgeprägt ist. Es zeigt sich jedoch auch, daß eine Umrechnung der mittleren rekonstruierten Entstehungshöhe in die mittlere Produktionshöhe möglich und vom Primärteilchen praktisch unabhängig ist. Die zwei Verteilungen für die verschiedenen Primärteilchen sind nahezu deckungsgleich. Die Unterschiede in der longitudinalen Entwicklung der Schauer zwischen den Primärteilchen zeigen sich darin, daß protoninduzierte Schauer bei gleicher Primärenergie niedrigere mittlere Produktionshöhen beziehungsweise mittlere rekon-

struierte Entstehungshöhen haben. Zusätzlich fallen die Fluktuationen in der mittleren Produktionshöhe für eiseninduzierte Schauer wesentlich geringer aus.

Betrachtet man Schauer anderer Primärenergien, so ergeben sich entsprechende Verteilungen. In Bild 5.3 sind die mittleren rekonstruierten Entstehungshöhen gegen die mittlere Produktionshöhen für drei Primärenergien dargestellt. Man erkennt eine Verschiebung der mittleren Höhen zu kleineren Werten. Zusätzlich nimmt die Streuung der Produktionshöhen ab. Die Korrelation der beiden Größen ist unabhängig von der Primärenergie gegeben.

### 5.1.1 Einfluß des Zeitnullpunktes

In den bisherigen Betrachtungen zu simulierten Luftschauern wurden noch keinerlei experimentelle Einschränkungen berücksichtigt. In einem realen Experiment ergeben sich jedoch Einflüsse, welche die bisherigen Ergebnisse systematisch verändern können. Diese Effekte sind zum einen die endliche Zeitauflösung der Detektoren. Weiterhin registrieren die Detektoren wegen ihrer geringen Ausdehnung nur eine Stichprobe der gesamten sich in einen Schauer befindlichen Myonen. Zusätzlich ergibt sich die Schwierigkeit der Bestimmung eines Zeitnullpunktes. Dieser steht in den Simulationen mit der Ankunftszeit der Schauerfront im Schauerzentrum zur Verfügung, im Experiment ist diese Größe, wie bereits beschrieben, jedoch nicht ohne weiteres zugänglich.

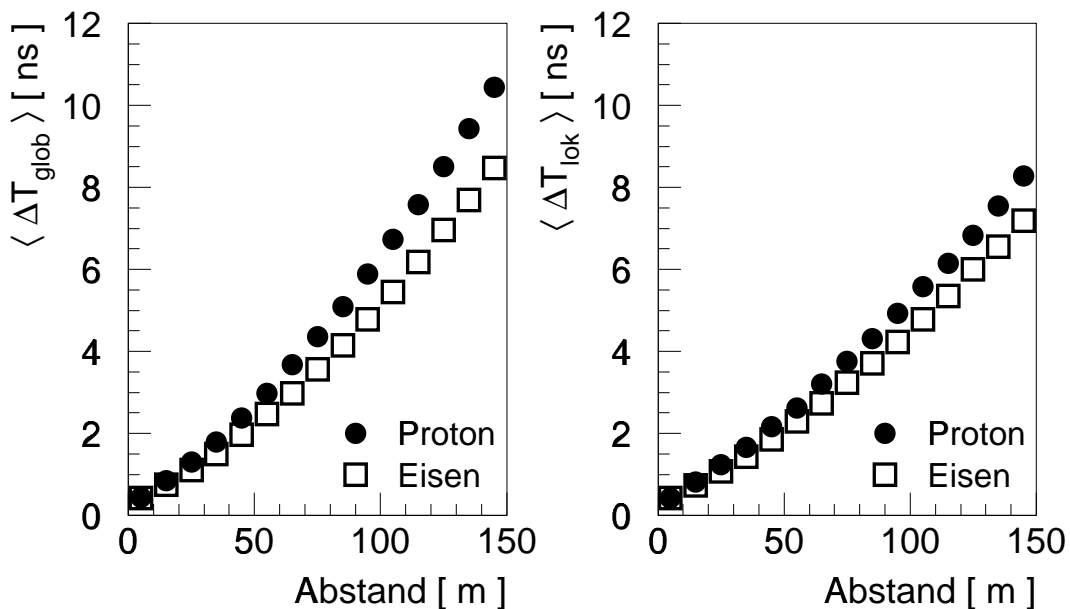


Bild 5.4: Vergleich globaler Schauerprofile proton- bzw. eiseninduzierter Schauer mit lokalen Schauerprofilen.

Zuerst sollen die Einflüsse des nicht bestimmaren Zeitnullpunktes untersucht werden. Hierzu wird das Schauerprofil für proton- beziehungsweise eiseninduzierte Schauer betrachtet. In Bild 5.4 links ist die Verzögerung der Myonen gegenüber der Schauer-

zentrumszeit (globales Schauerprofil) dargestellt. Die Zeiten protoninduzierter Schauer sind, wie bereits in Kapitel 2.1 gezeigt, größer als die von eiseninduzierten Schauern, wobei die Differenz mit zunehmenden Abstand zunimmt. In Bild 5.4 rechts ist zum Vergleich das lokale Schauerprofil dargestellt. Hierzu wird je Radiusbereich die früheste Myonankunftszeit als Referenzzeit dieses Radiusbereichs verwendet. Man erkennt, daß auch hier wie erwartet die Zeiten mit zunehmender Entfernung zunehmen. Die Absolutwerte der Zeiten sind jedoch vor allem bei großen Abständen signifikant kleiner und auch die Differenz zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern verringert sich. Dieses Bild entspricht Bild 4.22. Man erkennt eine gute Übereinstimmung. Im zentralen Bereich (20-30 m) liegen die Werte des lokalen Medians in beiden Verteilungen (Bild 5.4 und 4.22) bei etwa 1 ns. Für große Abstände liegen die Werte in den Simulationsergebnissen etwas höher, dies liegt wiederum hauptsächlich an den in dem Simulationsergebnissen zu hohen Multiplizität, da hier keine Einschränkungen des Experiments berücksichtigt sind.

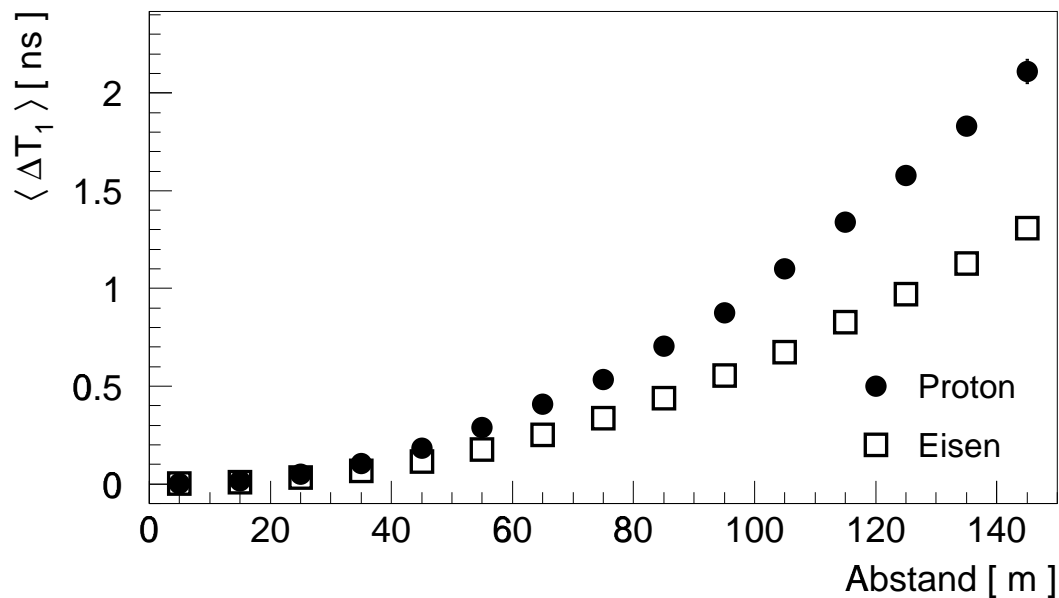


Bild 5.5: Vergleich der Ankunftszeit des ersten Myons eines Kreisringes für proton- bzw. eiseninduzierte Schauer.

Die Änderungen im Vergleich zu den globalen Zeiten lassen sich erklären, wenn man die Verteilung der ersten Zeiten, welche die Referenzzeit bilden, je Radiusbereich betrachtet. Diese werden in Bild 5.5 gezeigt. Der qualitative Verlauf ist für beide Primärteilchen gleich, jedoch sind auch hier die Zeiten der protoninduzierten Schauer größer als die eiseninduzierter Schauer. Hierdurch werden, bei der Verwendung dieser Zeiten als Zeitnullpunkt, die Zeiten der protoninduzierten Schauer stärker verringert als die Zeiten eiseninduzierter Schauer. Somit wird der Unterschied der Zeiten für die beiden

Primärteilchen verringert. Desweiteren werden bei der Verwendung von positiven Zeiten als Nullpunkt die Absolutwerte der Zeiten in den vorher (Bild 5.4 rechts) gezeigten Schauerprofilen verringert.

Desweiteren ist noch einmal darauf hinzuweisen, daß die lokalen Schauerankunftszeiten nicht die Ankunftszeiten der Myonen in einem bestimmten Radiusbereich darstellen, sondern die Verzögerung der mittleren Myonankunftszeit bezüglich der ersten Zeit sind und somit eher einer Dicke der Myonscheibe entsprechen. Nur für den Fall kleiner Referenzzeiten, d.h. in Schauerzentrumsnähe entsprechen die lokalen grob den globalen Zeiten. Man erkennt jedoch deutlich, daß lokale Zeiten den gleichen Verlauf haben. Das heißt die qualitativen Abhängigkeiten der Gleichung 4.3 sind wie erwartet auch für die lokalen Zeiten gegeben.

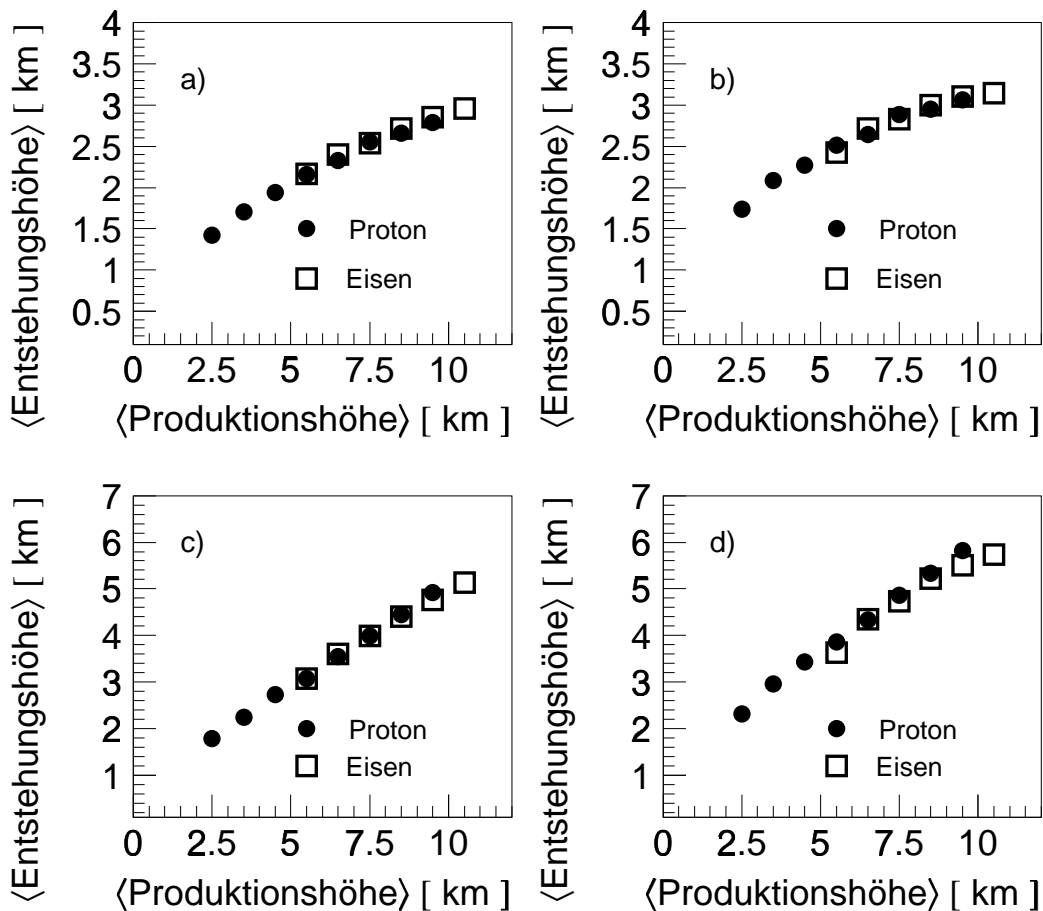


Bild 5.6: Korrelationen der aus verschiedenen Zeitgrößen (a) globaler Mittelwert, b) lokaler Mittelwert, c) globaler Median und d) lokaler Median) berechneten Entstehungshöhe und der Produktionshöhe für simulierte Luftschauer einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV.

Deshalb wird trotz dieser Einschränkungen versucht, aus den in Bild 5.4 dargestellten mittleren lokalen Myonzeiten über die in Kapitel 2.1 gegebene Gleichung eine Entstehungshöhe zu berechnen, und die Korrelation dieser Entstehungshöhe mit der tatsächlichen Produktionshöhe untersucht. Die sich ergebenden Graphen sind in Bild 5.6 für einen Abstand von  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$  dargestellt. Im Bild 5.6 a sind die sich aus den mittleren globalen Zeiten ergebenden Entstehungshöhen gegen die tatsächlichen Produktionshöhen aufgetragen. Im Gegensatz zu Bild 5.3 sind hier jedoch je Schauer zuerst die Zeiten je Radiusbereich gemittelt, und dann ist aus dieser mittleren Zeiten jeweils eine Entstehungshöhe berechnet worden. In Bild 5.3 dagegen wird aus der Zeit jedes Myons eine Entstehungshöhe berechnet, und diese Höhen werden dann je Radiusbereich und Schauer gemittelt. Man erkennt einen deutlichen Unterschied. Es ist weiterhin eine starke Korrelation vorhanden, es ergeben sich jedoch geringere Werte für die Entstehungshöhen als in Bild 5.3.

In Bild 5.6 b sind zum Vergleich die sich aus den mittleren lokalen Zeiten je Radiusbereich ergebenden mittleren Entstehungshöhen gegen die Produktionshöhen aufgetragen. Es zeigt sich qualitativ der gleiche Verlauf wie in Bild 5.6 a, jedoch ergeben sich etwas höhere Werte der rekonstruierten Höhen. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß die lokalen Zeiten geringer als die globalen Zeiten sind, da diese um die Ankunftszeit des ersten Myons verringert werden. Niedrigere Zeiten bewirken jedoch bei der Rekonstruktion der Entstehungshöhe höhere Werte.

Weiterhin sind in Bild 5.6 c,d auch die Entstehungshöhen gezeigt, die sich aus dem Median der globalen bzw. lokalen Zeiten ergeben. Man erkennt wiederum eine starke Korrelation und die aus den Medianen rekonstruierten Werte liegen höher. Dies liegt daran, daß bei der Medianbildung die Auswirkungen von starken Fluktuationen von Einzelwerten unterdrückt werden. Da bei den Myonankunftszeiten die ausgeprägteren Fluktuationen zu verspäteten Teilchen verschoben sind, die bei der Mittelwertbildung diesen zu großen Zeiten verschieben, ergeben sich bei der Medianbildung kleinere Zeitwerte. Diese wiederum bedeuten in der Rekonstruktion größere Entstehungshöhen. Dies ist auch der Grund für den in den Bildern 5.6 a,b deutlich nichtlinearen Zusammenhang zwischen der rekonstruierten Entstehungshöhe und der tatsächlichen Produktionshöhe. Die sich für lokale Zeiten ergebenden Verteilungen sind denen der globalen Zeiten ähnlich. Auch hier sind die Graphen für proton- und eiseninduzierter Schauer nahezu deckungsgleich. Das heißt, auch hier kann eine einheitliche Parametrisierung für die Bestimmung der mittleren Produktionshöhe aus der mittleren Entstehungshöhe verwendet werden.

Anhand von Simulationsereignissen kann auch die Primärenergieabhängigkeit der Myonzeiten untersucht werden. Hierzu sind in Bild 5.7 die sich ergebenden mittleren globalen und lokalen Mediane exemplarisch für protoninduzierte Luftschauer gezeigt. Im linken Bild sind die globalen Mediane dargestellt. Im untersuchten Bereich von  $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  bis  $1 \cdot 10^{16} \text{ eV}$  und im Abstandsbereich bis zu 150 m zeigen sich nur geringe Abhängigkeiten. Von der niedrigsten bis zur höchsten Energie ergeben sich maximale Unterschiede von etwa 1 ns, wobei die Unterschiede mit wachsendem Abstand zum Schauerzentrum zunehmen. Im Abstandsbereich, der in den Messungen (Kapitel 4) gezeigt ist (bis 90 m), beträgt die Differenz maximal 0.4 ns. Im Bild 5.7 rechts sind zum



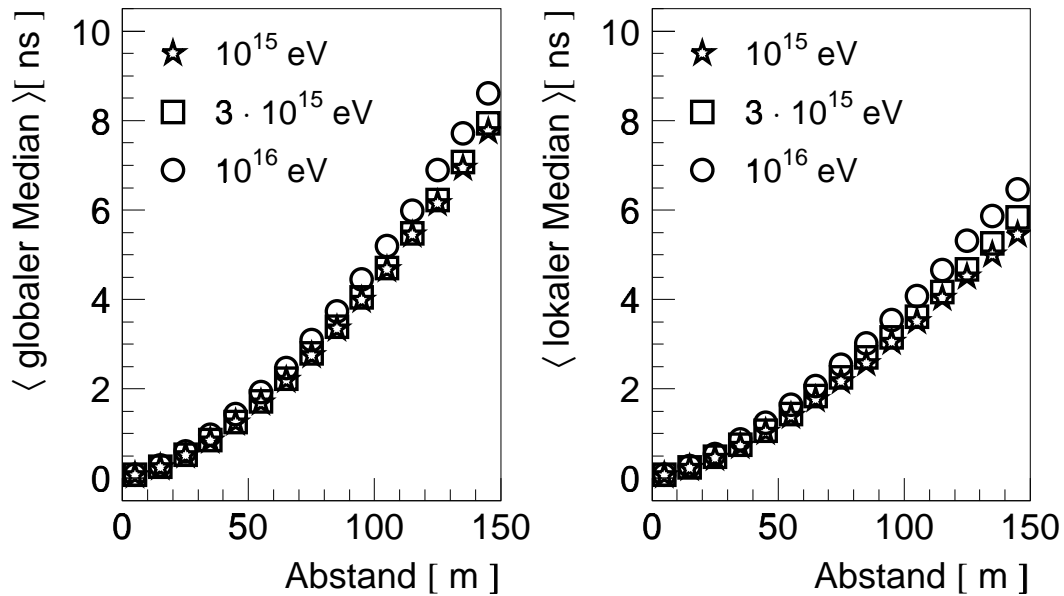


Bild 5.7: Abhängigkeit globaler und lokaler Schauerprofile von der Primärenergie.

Vergleich die lokalen Mediane gezeigt. Der Verlauf der Unterschiede für die verschiedenen Primärenergien ist der gleiche wie bei dem globalen Schauerprofil.

Insgesamt kann also nur eine geringe Abhängigkeit der untersuchten Zeitverteilungen von der Primärenergie festgestellt werden. Dies erklärt auch die nur noch geringen Abhängigkeiten der multiplizitätskorrigierten lokalen Mediane (vergleiche Kapitel 4.3.3) oder dem in Bild 4.15 dargestellten Interquartilsabstand.

### 5.1.2 Einfluß der Detektorauflösung

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Auswirkung der Wahl des Zeitnullpunkts beschrieben wurde, werden in diesem Abschnitt die Einflüsse der Detektoreigenschaften untersucht. In einem Zwischenschritt wird noch keine vollständige Detektorsimulation durchgeführt, sondern nur die endliche Ausdehnung, Anzahl und Zeitauflösung der Detektoren des Experiments berücksichtigt.

Es werden 456 Detektoren, die in ihrer Anordnung und ihrer Zeitauflösung von 1.5 ns den Detektoren der Triggerebene des KASCADE Zentraldetektors entsprechen, verwendet, um aus allen in der Schauersimulation zur Verfügung stehenden Myonzeiten, Zeiten zu erhalten, die den Einschränkungen realer Experimente gerecht werden. Wird ein Detektor in einem Ereignis von mehreren Myonen getroffen, so wird nur die Zeit des ersten Myons verwendet.

Im linken Bild 5.8 ist ein globales Schauerprofil dargestellt, im Gegensatz zu Bild 5.4 jedoch nun mit den beschriebenen Einschränkungen durch die begrenzte Detektoran-

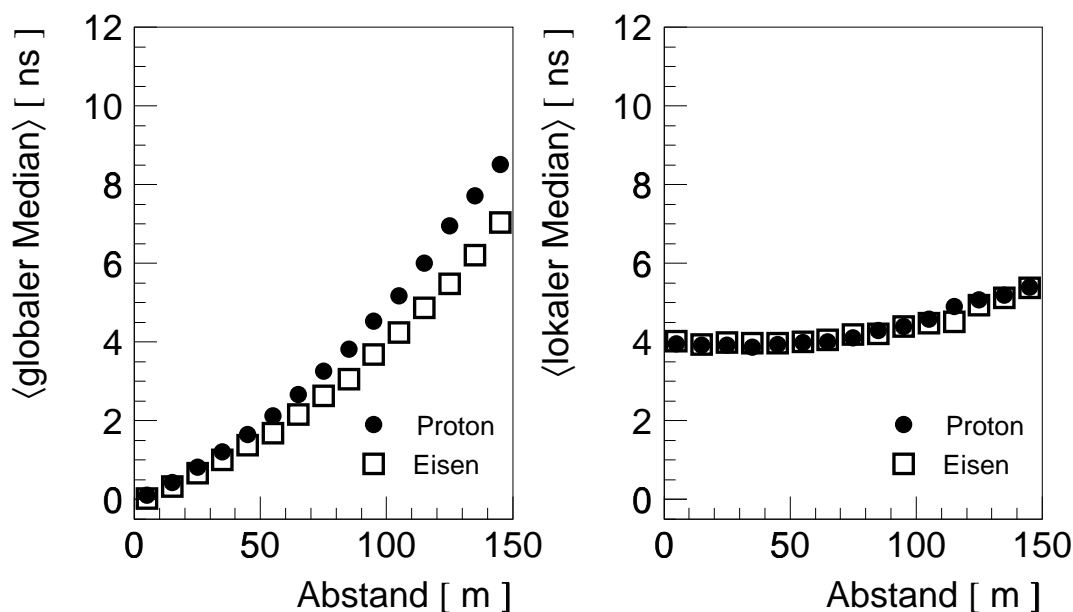


Bild 5.8: Vergleich globaler Schauerprofile mit lokalen Schauerprofilen inklusive einer Zeitauflösung der Detektoren von  $1.5 \text{ ns}$  für simulierte Luftschauer einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ .

zahl und Fläche und durch die endliche Zeitauflösung dieser „Detektoren“. Es ergeben sich nur geringe Unterschiede durch diese Einschränkungen. Auch mit diesen experimentellen Einschränkungen sind Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern zu sehen.

Im rechten Bild 5.8 ist dagegen das lokale Schauerprofil dargestellt. Dieses zeigt bei einer Berücksichtigung der experimentellen Einschränkungen deutliche Unterschiede im Vergleich zu Bild 5.4. Für kleine Abstände ist eine deutliche Zunahme gegenüber den lokalen Zeiten in Bild 5.4 zu sehen, während bei großen Abständen eine Abnahme zu beobachten ist. Diese Unterschiede werden von den Fluktuationen der Ankunftszeit des ersten Myons hervorgerufen. Diese Fluktuationen hängen in ihrer Stärke von der Zeitauflösung der Detektoren und, wie bereits beschrieben, von der Multiplizität der zur Verfügung stehenden Myonzeiten ab. Bei einer hohen Multiplizität (kleine Abstände) wird die Zeit des ersten Myons durch die Zeitauflösung verringert. Bei kleinen Multiplizitäten (große Abstände) hingegen spielt die Zeitauflösung keine so große Rolle mehr. Hierdurch werden die lokalen Mediane gegenüber den globalen Medianen bei kleinen Abständen vergrößert. Bei großen Abständen jedoch werden die lokalen Mediane gegenüber den globalen Medianen verkleinert, da die Zeit des ersten Myons von den gemessenen Zeiten subtrahiert wird. Im rechten Bild 5.8 erkennt man dieses Verhalten deutlich. Zur Veranschaulichung der Auswirkung der ersten gemessenen Myonzeit ist deren Verlauf gegen den Abstand zum Schauerzentrum in Bild 5.9 aufgetragen (vergleiche Bild 5.5).

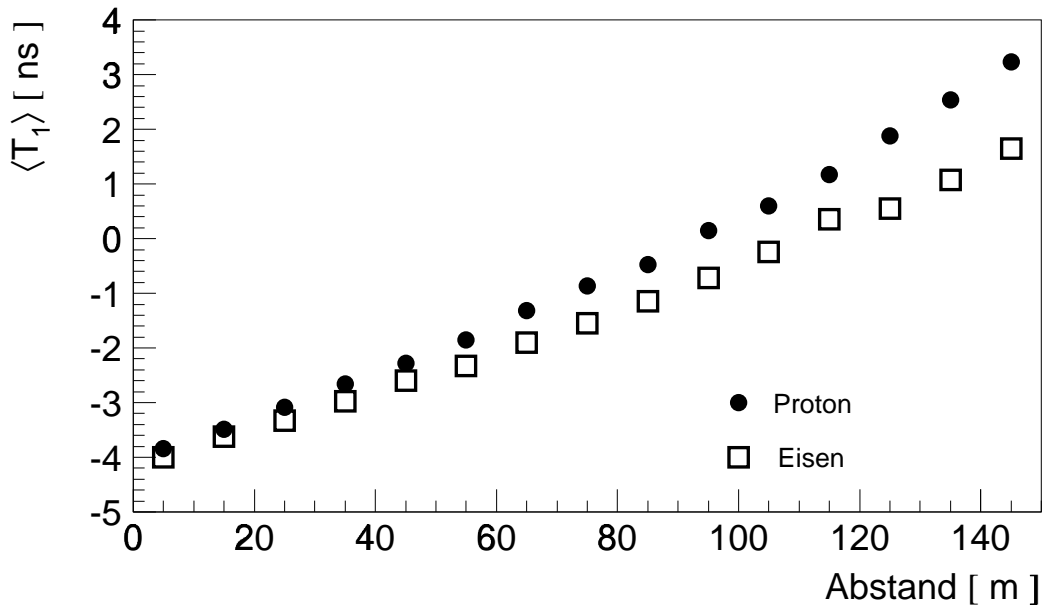


Bild 5.9: Ankunftszeit des ersten Myons unter Berücksichtigung einer Zeitauflösung der Detektoren von 1.5 ns.

Das lokale Schauerprofil aus Bild 5.8 entspricht im Verlauf in etwa dem gemessenen Profil aus Bild 4.9. Auch hier ist der Anstieg der lokalen Mediane zu großen Abständen nur recht schwach ausgeprägt. Der Anstieg zu kleinen Abständen ist hier jedoch schwächer ausgeprägt als in Bild 4.9 und nur leicht angedeutet. Insgesamt ergeben sich für die Simulationsergebnisse etwas höhere Werte. Die Ursache dieser Unterschiede liegt in der gegenüber der Messung insgesamt höheren Multiplizität, da hier zwar die endliche Ausdehnung und Zeitauflösung der Triggerebenenendektoren simuliert wird, jedoch nicht die Flächenbelegung und Effizienz der Myonkammern, sowie der an die Daten angewandte Schnitt auf einen maximalen Energieeintrag von 20 MeV berücksichtigt sind. Diese höhere Multiplizität führt, im Zusammenspiel mit der nichtlinearen Abhängigkeit der Mediane von der Multiplizität (siehe Bild 4.19) zu einem schwächer ausgeprägten Ansteigen der lokalen Mediane zu kleinen Abständen und zu etwas erhöhten Werten über den gesamten Abstandsbereich. Unter Berücksichtigung dieser „Detektorsimulation“ sind bei den untersuchten Abständen zum Schauerzentrum keine Unterschiede und damit keine Separationsmöglichkeiten in den lokalen Zeiten für die verschiedenen Primärteilchen zu erkennen.

Führt man wiederum eine Rekonstruktion der mittleren Entstehungshöhen aus den globalen bzw. lokalen Medianen für einen Abstand von  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$  zum Schauerzentrum durch, so ergeben sich die in Bild 5.10 dargestellten Abhängigkeiten von der tatsächlichen Produktionshöhe. Es zeigen sich nur noch leichte Korrelationen für beide Zeitgrößen, wobei die Korrelation für die aus den globalen Zeiten rekonstruierte Entstehungshöhe etwas stärker ausgeprägt ist. Im rechten Bild fällt zusätzlich zu der nur noch

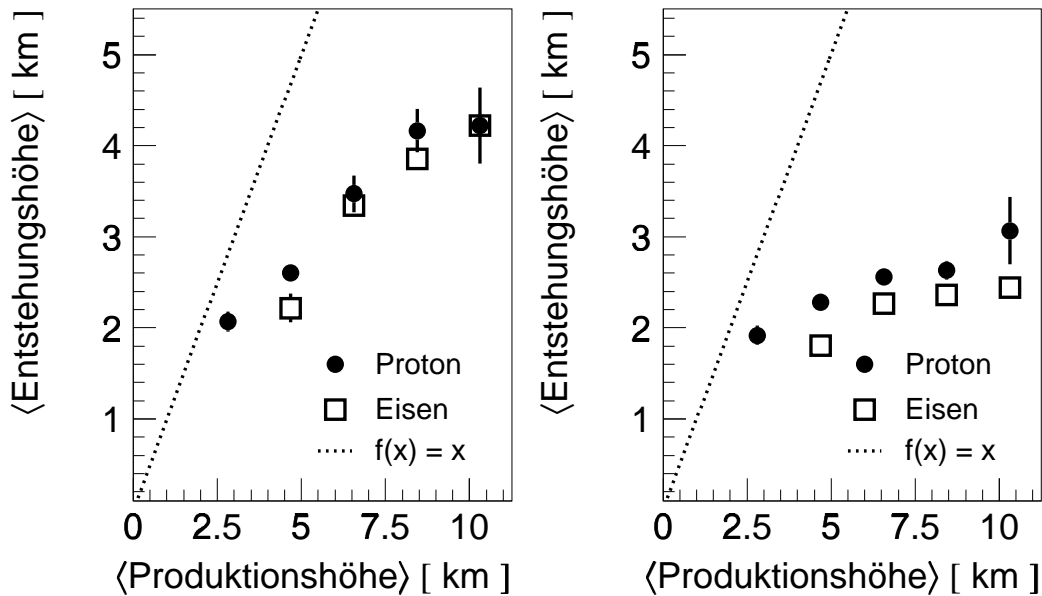


Bild 5.10: Korrelationen der aus globalem Median und lokalem Median berechneten Entstehungshöhe und der Produktionshöhe für simulierte Luftschauer einer Primärenergie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV (inklusive experimenteller Einschränkungen) und einem Abstandsbereich von  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$ . Zum Vergleich ist der Verlauf eingezeichnet, der sich ergibt, wenn die Entstehungshöhe der Produktionshöhe entspricht.

sehr schwach ausgeprägten Korrelation auf, daß hier die für eiseninduzierte Schauer rekonstruierten Entstehungshöhen systematisch kleiner ausfallen als für protoninduzierte Schauer. Dies ist verständlich, da durch die „experimentellen Einschränkungen“ die lokalen Mediane für beide Primärteilchen die gleichen Werte annehmen (Bild 5.8). Damit nehmen konsequenterweise auch die rekonstruierten Entstehungshöhen die gleichen Werte an. Gleichzeitig werden die Myonen bei eiseninduzierten Schauern jedoch im Mittel in größeren Höhen produziert. Dies führt in der Folge zu einer Trennung der Verteilungen für die verschiedenen Primärteilchen im rechten Bild 5.10. Hieraus folgt weiterhin, daß die Entstehungshöhe nicht durch eine Parametrisierung in eine Produktionshöhe umgerechnet werden kann, da diese Parametrisierung vom Primärteilchen abhängt und dessen Art bei realen Meßdaten nicht bekannt ist.

Nachdem die lokalen Zeiten bei den gegebenen experimentellen Voraussetzungen bis zu einem Abstand von 150 m keine Sensibilität auf das Primärteilchen zeigen, wird versucht, ob eine Erweiterung des untersuchten Abstandsbereichs eine Verbesserung erbringt. Da die Stichproben an Myonzeiten je Schauer bei der untersuchten Energie von  $3 \cdot 10^{15}$  eV mit der gegebenen Detektorgröße von KASCADE zu gering werden, werden hierzu Schauer mit einer Energie von  $1 \cdot 10^{16}$  eV untersucht. Führt man mit diesen die gleichen Untersuchungen, jetzt aber bis zu einem Abstand von 250 m durch, so ergeben sich die in den folgenden Bildern dargestellten Ergebnisse.

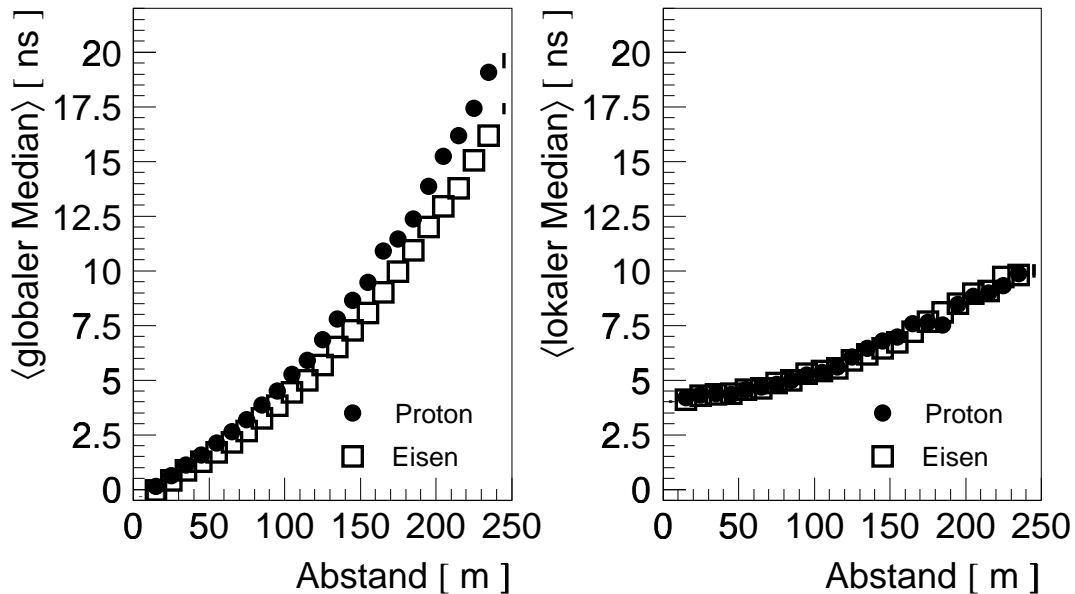


Bild 5.11: Vergleich globaler Schauerprofile (links) mit lokalen Schauerprofilen (rechts) unter Berücksichtigung einer Zeitauflösung der Detektoren von  $1.5 \text{ ns}$  für simulierte Luftschauer einer Primärenergie von  $1 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ .

In Bild 5.11 sind wiederum als erstes die globalen beziehungsweise lokalen Schauerprofile gezeigt. Für die globalen Zeiten ergeben sich bei großen Abständen ( $R > 200 \text{ m}$ ) trotz der „experimentellen Einschränkungen“ deutliche Unterschiede von etwa  $3 \text{ ns}$  für die verschiedenen Primärteilchen. Diese Unterschiede sind durchaus im meßbaren Bereich. Betrachtet man jedoch die lokalen Schauerprofile, so erkennt man auch bei großen Abständen keine Unterschiede für die von verschiedenen Primärteilchen induzierten Schauer. Die Werte der Mediane liegen nur geringfügig über den Werten der Mediane bei geringerer Schauerenergie (vergleiche Bild 5.8). Die etwas höheren Werte bei den lokalen Medianen haben ihre Ursache wiederum in der höheren Multiplizität bei höherenergetischen Schauern.

In Bild 5.12 sind für die zwei verschiedenen Primärteilchen die Verteilungen der gemessenen ersten Myonzeiten dargestellt. Hier erkennt man deutlich den Grund für das Verschwinden der Abhängigkeiten vom Primärteilchen im Falle der lokalen Zeiten. Im gleichen Maße wie sich der Unterschied zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum vergrößert, verstärkt sich auch der Unterschied in den gemessenen Ankunftszeiten des ersten Myons mit zunehmenden Abstand. Dies führt bei der Verwendung dieser Zeit als Referenzpunkt zu einem Verschwinden der Abhängigkeit der Zeiten von dem den Schauer auslösenden Primärteilchen.

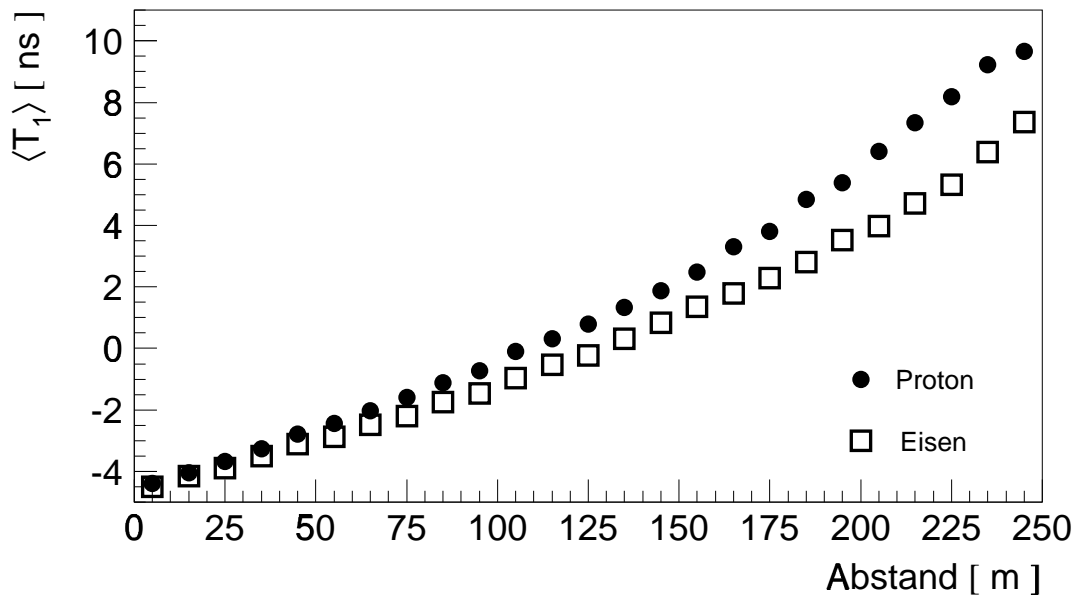


Bild 5.12: Ankunftszeit des ersten Myons inklusive einer Zeitauflösung der Detektoren von 1.5 ns.

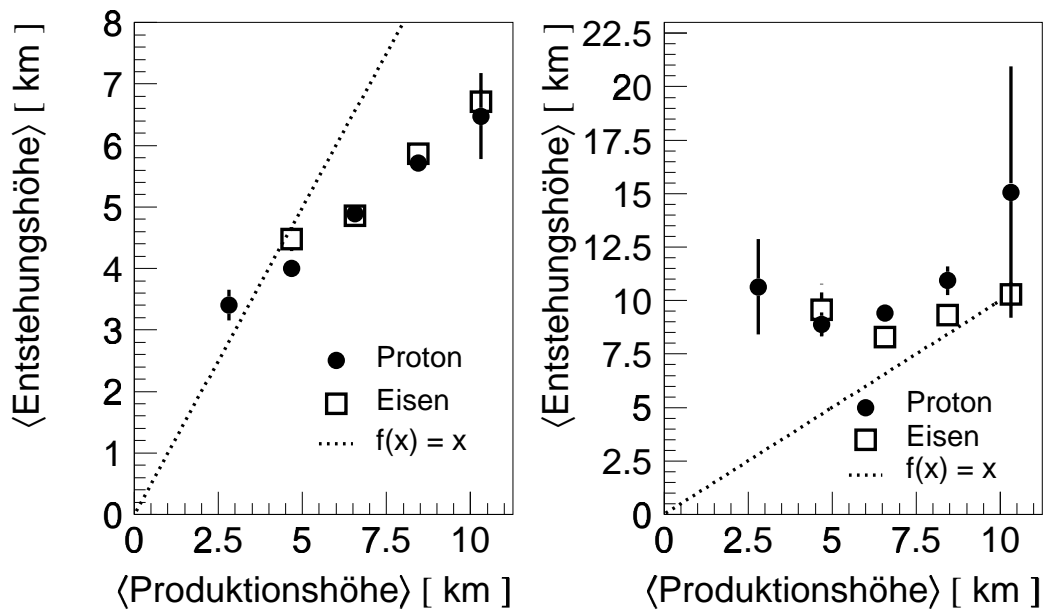


Bild 5.13: Korrelationen der aus globalem Median und lokalem Median berechneten Entstehungshöhe und der Produktionshöhe für simulierte Luftschauer einer Primärenergie von  $1 \cdot 10^{16}$  eV (inklusive experimenteller Einschränkungen) und einem Abstandsbereich von  $220 \text{ m} \leq R < 230 \text{ m}$ . Zum Vergleich ist der Verlauf eingezeichnet, der sich ergibt, wenn die Entstehungshöhe der Produktionshöhe entspricht.

Führt man eine Rekonstruktion der Entstehungshöhen aus den globalen und lokalen Medianen für  $220 \text{ m} \leq R < 230 \text{ m}$  durch, so ergeben sich die in Bild 5.13 dargestellten Korrelationen. Für die aus den globalen Zeiten errechneten Entstehungshöhen ergibt sich eine stärkere Korrelation mit der tatsächlichen Produktionshöhe als bei dem in Bild 5.10 gezeigten geringeren Abstand von  $80 \text{ m} \leq R < 90 \text{ m}$ . Für lokale Zeiten ergibt sich jedoch keinerlei Korrelation mehr zwischen der Entstehungshöhe und der Produktionshöhe. Dies kommt daher, daß die zur Rekonstruktion verwendete Gleichung 2.3 eigentlich nur für Ankunftszeiten bezüglich des Schauersentrums gilt. Solange man sich auf kleine Abstände beschränkt, ist die gemessene erste Zeit noch eine Näherung der Ankunftszeit des Schauersentrums. Begibt man sich jedoch zu größeren Abständen, so nimmt die Zeit des ersten Myons deutlich von Null verschiedene Werte an, man erhält zu geringe Ankunftszeiten und damit zu große mittlere Produktionshöhen.

Die Untersuchungen über das gegebene Detektorsystem unter Berücksichtigung einer möglichen „Schauersentrumsbestimmung“ außerhalb des bestehenden KASCADE Detektorfeldes, liefern folgende Ergebnisse. Ab einem Abstand von etwa 100 m ergibt sich für die globalen Zeitverteilungen der Myonen eine Sensitivität auf das den Schauer auslösende Primärteilchen. Die lokalen Zeiten hingegen zeigen keinerlei Sensitivität auf das Primärteilchen. Auch für die größten untersuchten Abstände zeigt sich keine Sensitivität. Dies liegt hauptsächlich an der Verwendung der ersten gemessenen Zeit als Bezugspunkt. Diese besitzt eine relativ starke Abhängigkeit vom Primärteilchen. Wird diese Zeit als Bezugspunkt verwendet, so gleichen sich die Verteilungen der verschiedenen Primärteilchen einander an. Bei bestehenden Überlegungen, KASCADE zur Messung größeren Energien mit weiteren Stationen außerhalb des Detektorfeldes zu erweitern, sollte für die Ankunftszeitmessungen deshalb unbedingt der Abgleich zwischen Arrayzeiten ( $\tau_0$ ) und Myonzeiten ( $\Delta\tau$ ) der verschiedenen Detektorsysteme berücksichtigt werden. Dies führt zu einer deutlichen Verbesserung der Zeitmessungen, das heißt eine Verbesserung der Sensitivität im Bezug auf das den Schauer auslösende Primärteilchen.

# 6

## Vergleich zwischen Meßdaten und Simulationen

Nachdem in den vorherigen Abschnitten prinzipielle Zusammenhänge zwischen Ankunftszeiten und Produktionshöhen anhand reiner Luftschauersimulationen untersucht wurden, werden in diesem Abschnitt Simulationsdaten mit vollständiger Detektorsimulation verwendet (vergleiche Kapitel 3.4). Für den Vergleich der Simulationen mit KASCADE Meßdaten wurden Schauer mit Primärenergien zwischen  $5 \cdot 10^{14}$  und  $3 \cdot 10^{16}$  eV und einem Zenitwinkelbereich zwischen  $0^\circ$  und  $40^\circ$  berechnet. Die Simulationen wurden für drei verschiedene Primärteilchen (H, O, Fe) in sieben verschiedene sich überlappende Energiebereiche und drei Zenitwinkelbereiche unterteilt. Der spektrale Index des differentiellen Flusses wurde innerhalb der einzelnen Primärenergiebereiche zu -2.7 gewählt. Für jeden dieser Primärenergiebereiche wurden etwa gleichviele Luftschauer simuliert. Die genauen Einzelheiten der Schauerparameter sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Um trotz der sich überlappenden Energiebereiche einen differentiellen Fluß mit einem Index von -2.7 zu erhalten, wurden die einzelnen EAS je nach Energiebereich unterschiedlich gewichtet. Der Zenitwinkel wird innerhalb der drei Winkelbereiche gleichverteilt in einer  $\sin\theta\cos\theta$  Verteilung gewählt, gemäß einer isotropen Verteilung der kosmischen Strahlung, die auf einen horizontalen Detektor fällt.

Energieintervall [eV]	$0^\circ < \theta \leq 15^\circ$			$15^\circ < \theta \leq 20^\circ$			$20^\circ < \theta \leq 40^\circ$		
	H	O	Fe	H	O	Fe	H	O	Fe
$5.00 \cdot 10^{14} - 1.39 \cdot 10^{15}$	200	200	200	200	200	200	200	200	200
$8.36 \cdot 10^{14} - 2.33 \cdot 10^{15}$	200	200	200	200	200	200	200	400	200
$1.39 \cdot 10^{15} - 3.90 \cdot 10^{15}$	200	200	200	200	200	200	200	200	200
$2.33 \cdot 10^{15} - 6.51 \cdot 10^{15}$	200	200	200	200	200	200	200	200	200
$3.90 \cdot 10^{15} - 1.09 \cdot 10^{16}$	120	120	120	200	200	200	120	200	200
$6.51 \cdot 10^{15} - 1.80 \cdot 10^{16}$	100	100	100	100	100	100	100	100	100
$1.09 \cdot 10^{16} - 3.06 \cdot 10^{16}$	50	50	50	50	50	50	50	50	50

Tab. 6.1: Parameter und Anzahl der zur Verfügung stehenden generierten CORSIKA Schauer.



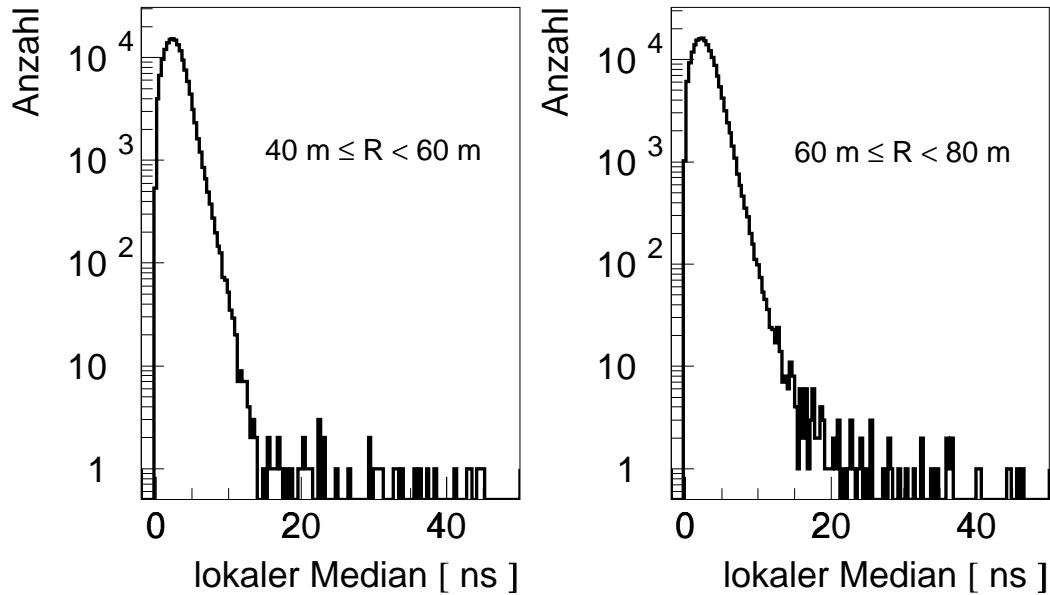


Bild 6.1: Verteilung der lokalen Mediane für zwei verschiedene radiale Abstände (Messung), hier zur Verdeutlichung des Einflusses unkorrelierter Myonen bis zu größeren Zeitwerten.

Diese reinen Luftschauersimulationen müssen, um sie mit Ergebnissen der Analyse von Meßdaten vergleichen zu können, noch einer detaillierten Detektorsimulation unterworfen werden. Hierzu dient beim KASCADE Experiment das Detektorsimulationsprogramm CRES (Cosmic Ray Event Simulation), welches auf dem GEANT 3.16 [GEA 93] Paket aufbaut. In diesem Programm sind alle Detektorkomponenten des KASCADE Experiments implementiert. Als Eingangsgröße des Programmes dienen CORSIKA Luftschauersimulationen. Die Ergebnisse der Detektorsimulation werden im gleichen Format wie die Meßdaten ausgegeben. Hierdurch besteht die Möglichkeit, die Simulationen mit dem identischen Auswerteprogramm (KRETA) zu analysieren. Dies ist eine notwendige Voraussetzung, um systematische Fehler durch eine unterschiedliche Behandlung von Meßdaten und Simulationsdaten auszuschließen. Für die Detektorsimulation wurde jeder der in Tabelle 6.1 aufgelisteten Schauer 10 mal verwendet. Hierzu werden für die Position der Schauerachse eines Schauers 10 mal zufällig Positionen innerhalb eines Kreises mit 95 m Radius um das Zentrum des Detektorfeldes gewählt. Das mehrfache Verwenden jedes Luftschauers wird durchgeführt, um die Rechenzeit der Luftschauersimulation, bei gleicher Anzahl von simulierten Schauern, niedrig zu halten. Dies ist vertretbar, da durch die geringe Flächenbelegung nur eine kleine Stichprobe jedes einzelnen Luftschauers für die Detektorsimulation verwendet wird. Die so erhaltenen simulierten EAS werden anschließend mit dem Programm KRETA analysiert.

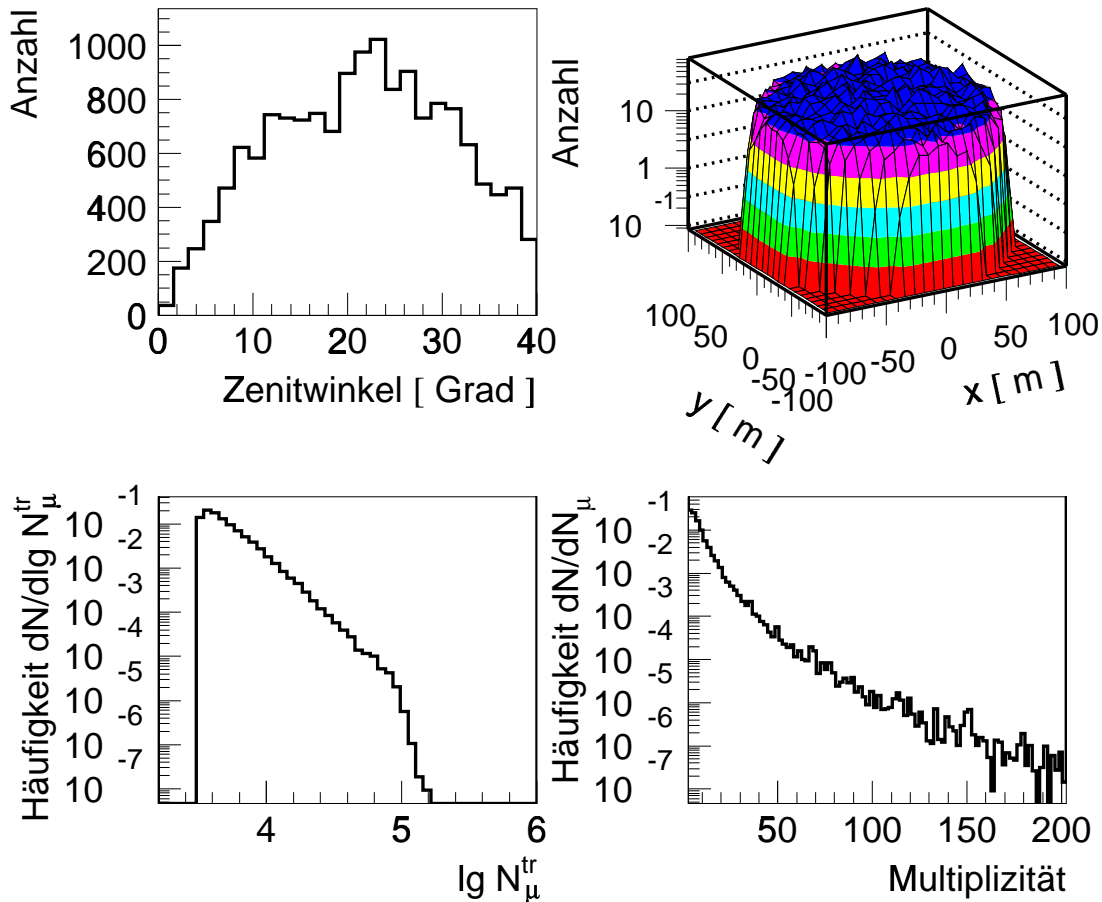


Bild 6.2: Verteilungen verschiedener Schauerparameter (Zenitwinkel, Schauerzentrumsposition, Myonzahl ( $\lg N_{\mu}^{tr}$ ) und Multiplizität der Detektoren der Triggerebene) der simulierten Schauer, die für die Ankunftszeitanalyse verwendet werden.

Auf die Implementierung der Szintillationsdetektoren der Triggerebene wurde schon in Kapitel 3.4 eingegangen. Diese Beschreibung bezog sich jedoch nur auf die Simulation von Zeiten von Einzeldetektoren. Für die vollständige Simulation von Luftschauerereignissen müssen noch weitere Punkte beachtet werden, wenn diese mit den Meßdaten vergleichbar sein sollen. Als erstes muß die auch schon in Kapitel 3.2.2 angegebene Ungenauigkeit des Detektorzeitabgleichs mit einbezogen werden. Diese wurde zu 0.4 ns bestimmt und wird als Unsicherheit der Zeitmessung als weitere, einer Gaußverteilung entsprechenden Zeitverschmierung berücksichtigt. Ein weiterer zu beachtender Punkt ist die angesprochene Pulserzeitgleichung der Detektoren. Zur Durchführung dieser werden die Detektoren der Reihe nach aus der Schauermessung herausgenommen, so daß im allgemeinen nie alle Detektoren zur Messung bereitstehen. Im Mittel sind 7.3 Detektoren während der Messung nicht einsatzbereit. Diese Verringerung der Detektoranzahl muß ebenfalls berücksichtigt werden. Ein weiterer Effekt wird durch die Verwendung

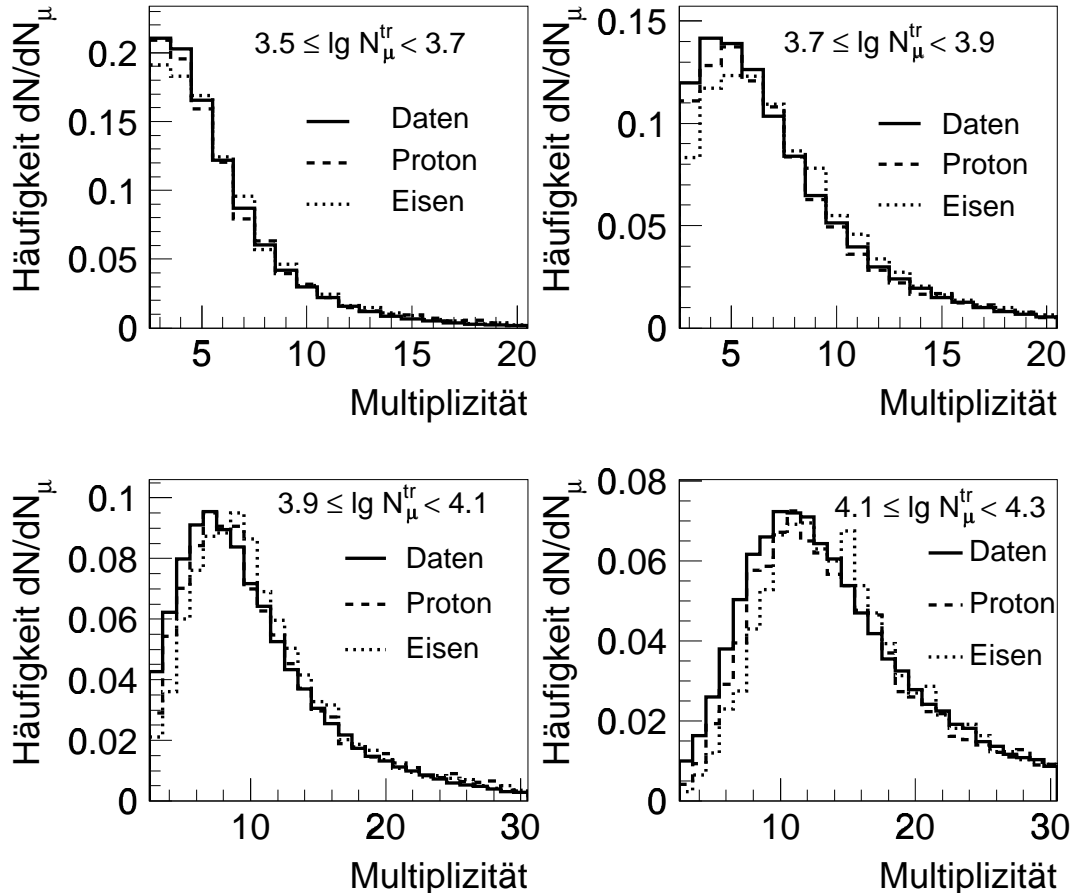


Bild 6.3: Multiplizitätsverteilungen der für die Ankunftszeitanalyse verwendeten simulierten Schauer für verschiedene myonische Schauergrößen.

der Informationen der Myonkammern zur Erhöhung der effektiven Myonenergieschwelle verursacht. Die Effizienz der Myonkammern für die Spurrekonstruktion eines Myons beträgt für Meßdaten im Mittel etwa 93% [Köh 98]. Auch dieser Effekt führt zu einer Verringerung der mittleren Multiplizität in den Meßdaten und muß berücksichtigt werden.

Ein weiterer zu berücksichtigender Effekt ist die in den Meßdaten gegebene Möglichkeit unkorrelierter Myonen. Dieser Effekt ist ebenfalls implementiert. Eine Abschätzung zeigt, daß in etwa  $10^{-3}$  aller Schauer ein unkorreliertes Myon gemessen wird. Zur Veranschaulichung dieses Effektes wird in Bild 6.1 ein weiteres Ergebnis der Messung gezeigt. Hier ist für zwei Radiusbereiche der lokale Median dargestellt, in diesem Bild jedoch auch für größere Werte des Medians. Man erkennt deutlich, daß ab einem Wert von etwa 15 ns bzw. 20 ns die Anzahl der Ereignisse auf einem konstanten niedrigen Niveau bleibt. Der Anteil liegt insgesamt bei jeweils etwa  $10^{-4}$ . Diese Anzahl läßt sich

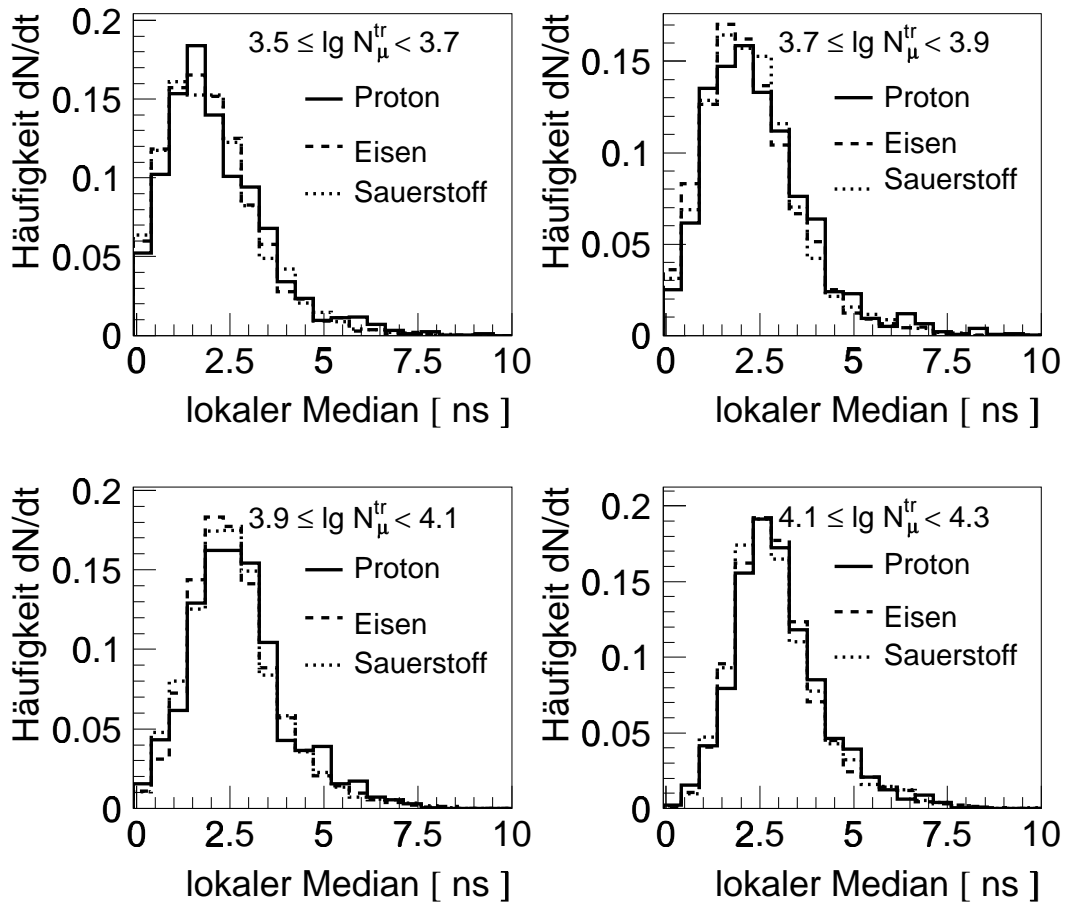


Bild 6.4: Lokale Mediane für verschiedene Primärteilchen und verschiedene myonische Schauereigenschaften über alle Radiusbereiche integriert (nicht multiplizitätskorrigiert).

gut mit einer Abschätzung des Einflusses von unkorrelierten Myonen auf die Messung belegen. Die hohen Mediane kommen zustande, wenn ein unkorreliertes Myon relativ kurz ( $< 50$  ns) vor dem eigentlichen Schauerereignis die Zeitmessung eines Detektors auslöst. Dies sollte bei den gegebenen experimentellen Bedingungen in etwa 10% der Schauer mit einem unkorrelierten Myon der Fall sein. Dieses Myon wird dann als Referenzzeit verwendet, und der Schauer besitzt hierdurch einen erhöhten Wert für den lokalen Median, da alle Zeiten, die zu dem eigentlichen Schauer gehören, wesentlich größere Werte liefern. Der Einfluß der unkorrelierten Myonen ist bei der derzeit zur Verfügung stehenden Simulationsstatistik (im entsprechenden Energie- und Radiusbereich etwa  $10^3$  Schauer) nicht zu überprüfen. Erhöht man jedoch in den Simulationen künstlich die Rate unkorrelierter Myonen und somit die Zahl der Schauer, bei denen die unkorrelierten Myonen einen Einfluß haben, so ergibt sich für die Simulationsereignisse eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem erwarteten, nun erhöhten Einfluß in den lokalen Zeitverteilungen.

Die simulierten Luftschauer werden den gleichen Schnitten (siehe Kapitel 4.1) unterwor-

fen wie die Meßdaten. Nach Implementierung aller Effekte ergeben sich die in Bild 6.2 dargestellten Verteilungen für die Schauergrößen Zenitwinkel, Position des Schauerzentrums, myonische Schauergröße und Multiplizität der Zeitmessung für die simulierten Schauer (vergleiche Bild 4.2 für die Meßdaten). Bei den dargestellten Multiplizitäten ist zu beachten, daß diese etwas von dem den Schauer auslösenden Primärteilchen abhängen. Zur Verdeutlichung sind die Multiplizitätsverteilungen in Bild 6.3 daher für verschiedene myonische Schauergrößen sowohl für Proton als auch für Eisen als Primärteilchen gezeigt. Zum Vergleich sind zudem die gemessenen Verteilungen eingetragen. Man erkennt, daß eiseninduzierte Schauer etwas höhere mittlere Multiplizitäten liefern, aber auch, daß die Werte für die simulierten Luftschauer, auch für protoninduzierte Schauer, über denen der Meßdaten liegen. Die Simulationen zeigen etwa 4-9% zu hohe Werte. Die Abweichung nimmt mit dem untersuchten Schauergrößenbereich etwas zu. Die Ursache für diese Diskrepanz kann in der verwendeten mittleren Effizienzkor-

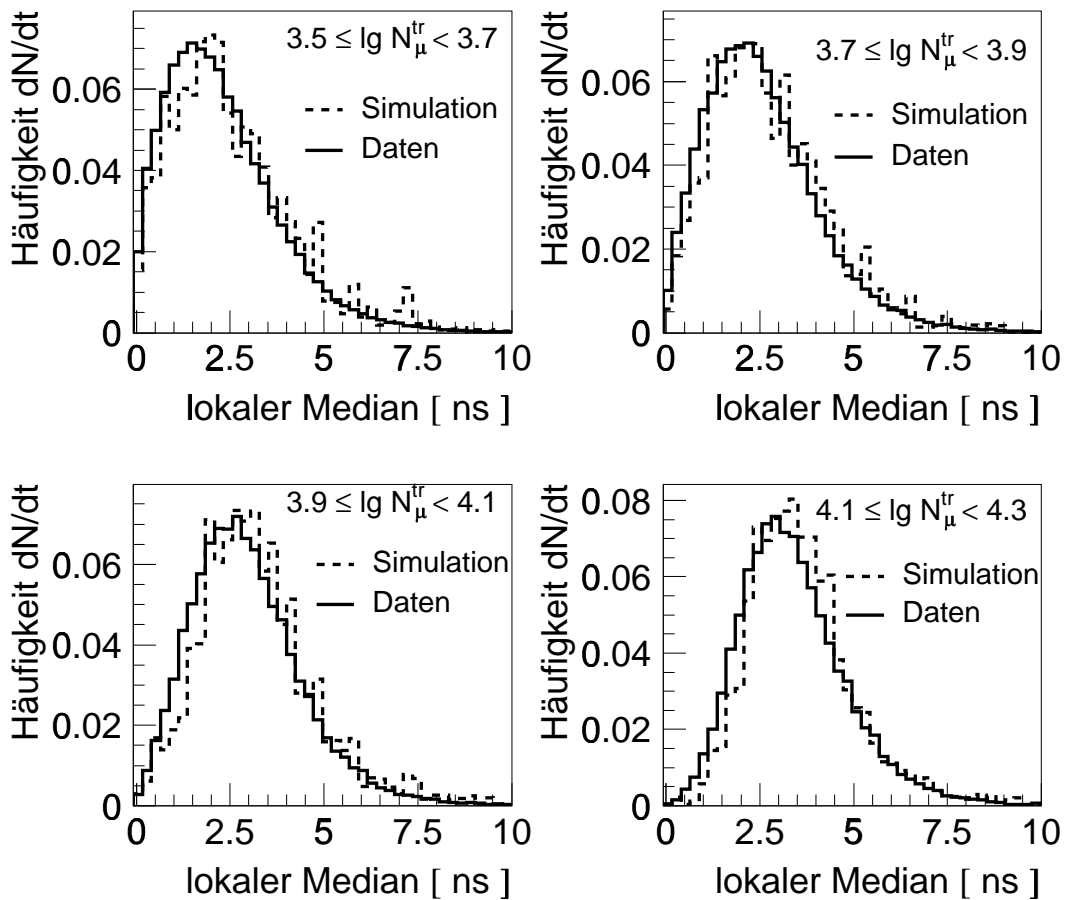


Bild 6.5: Vergleich der lokale Mediane für simulierte und gemessene Luftschauer für verschiedene myonische Schauergrößen für  $50 \text{ m} \leq R < 70 \text{ m}$  (nicht multiplizitätskorrigiert).

rektur liegen. Diese scheint mit dem angenommenen Wert von 93% zu groß gemessen worden sein. Eine zweite Möglichkeit besteht in Verwendung eines falschen spektralen Index in den Simulationen. Hier wurde ein einheitlicher Index von  $-2.7$  verwendet. Dies bedeutet zumindest für Energien oberhalb des „Knies“ eine Überrepräsentierung von hohen Energien, welche wiederum höhere Multiplizitäten besitzen. Dies würde auch die Zunahme der Unterschiede mit steigender Primärenergie ( $N_{\mu}^{tr}$ ) erklären.

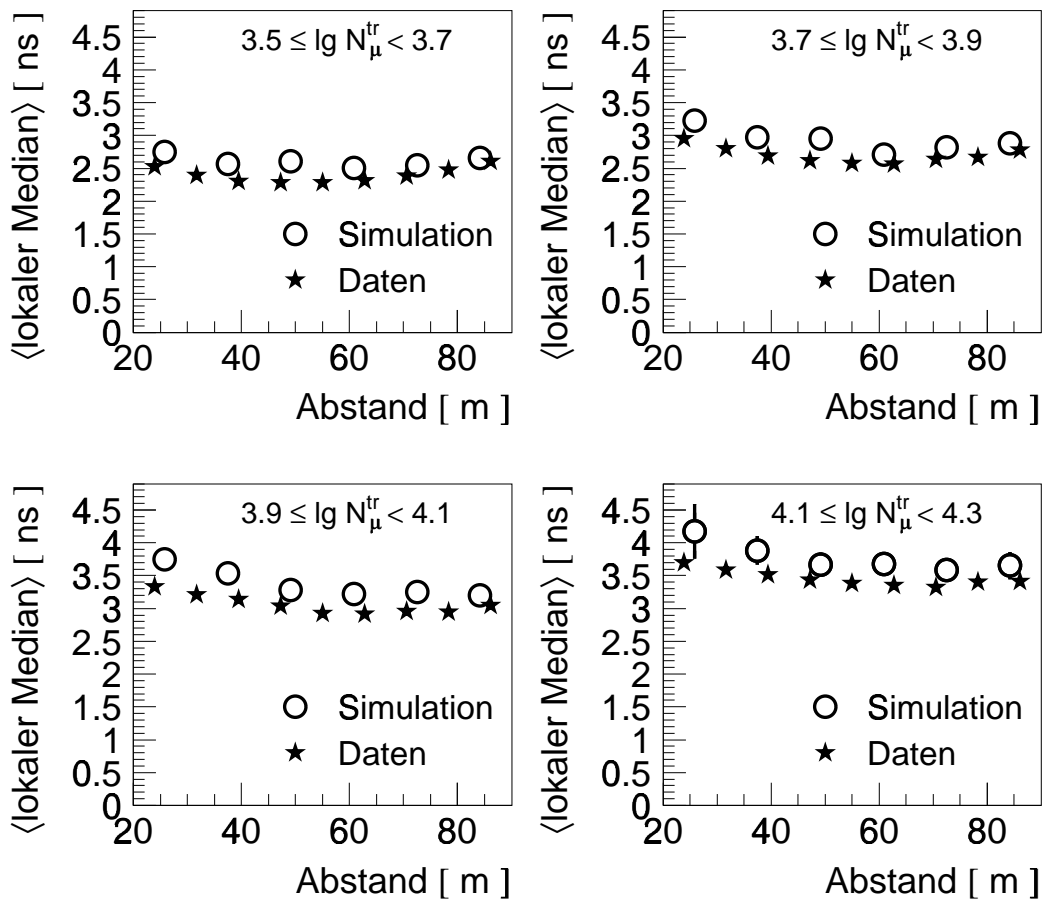


Bild 6.6: Vergleich der lokalen Schauerprofile für simulierte und gemessene Luftschauer für verschiedene myonische Schauergrößen (nicht multiplizitätskorrigiert).

In Bild 6.4 sind die sich ergebenden lokalen Mediane für die von drei verschiedenen Primärteilchen ausgelösten simulierten Luftschauer für vier verschiedene Schauergrößenbereiche gezeigt. Man erkennt, daß die Verteilungen für alle Primärteilchen praktisch gleich sind. Die in den reinen CORSIKA Luftschauersimulationen noch leicht unterschiedlichen Signaturen der verschiedenen Primärteilchen verschwinden nach der detaillierten Detektorsimulation völlig. Dies liegt an der zu schlechten Zeitauflösung der Detektoren. Das Verhalten, daß die Zeitverteilungen für alle untersuchten Primärteil-

chen im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik gleich sind, zeigt sich bei allen Zeitverteilungen für alle untersuchten Abstands- und Energiebereiche. Aus diesem Grund werden, um die geringe Statistik der Simulationsrechnungen zu erhöhen, bei den nachfolgenden Darstellungen von Simulationsergebnissen die verschiedenen Primärteilchen nicht getrennt, sondern nur noch in gemeinsamen Verteilungen gezeigt, wobei alle Primärteilchen gleich gewichtet werden.

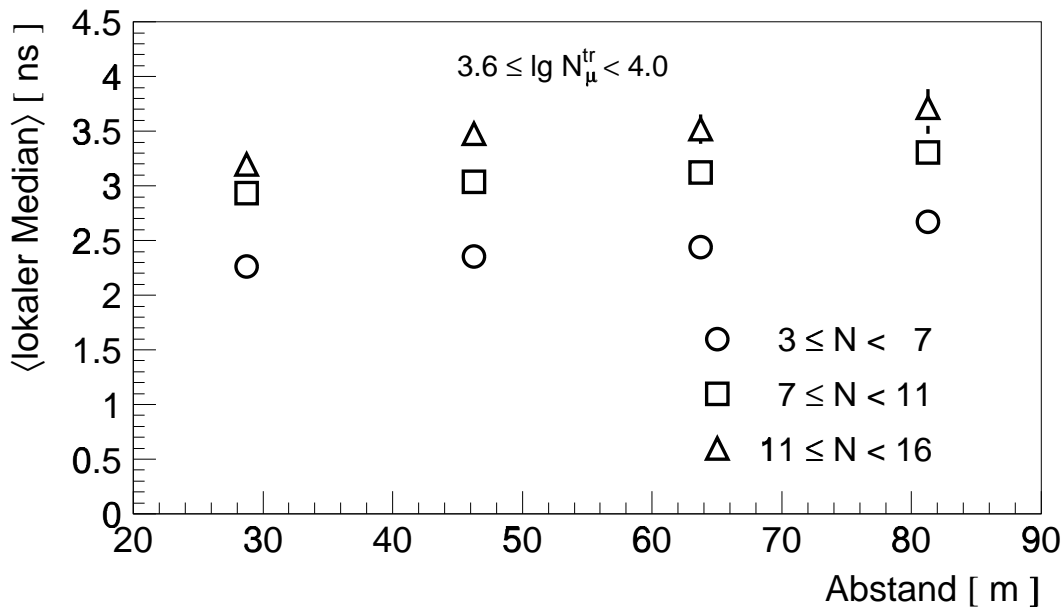


Bild 6.7: Lokale Schauerprofile für simulierte Luftschauer für eine feste myonische Schauergröße und drei verschiedene Multiplizitäten (vergleiche Bild 4.12).

Vergleicht man die lokalen Mediane für simulierte und gemessene Luftschauer, so ergibt sich Bild 6.5. Dort sind für vier verschiedene Schauergrößen die Verteilungen der lokalen Mediane aufgetragen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung. Nur für die höchsten Energien kann man eine leichte Überschätzung der lokalen Mediane in den Simulationen erkennen. Diese leichte Überschätzung liegt an der etwas höheren Multiplizität in den Simulationsereignissen.

Mit der durch die Mischung aller Primärteilchen vergrößerten Statistik an Simulationsereignissen lassen sich die bei der Analyse der Meßdaten gezeigten lokalen Schauerprofile erstellen. Diese sind in Bild 6.6 im direktem Vergleich mit den Ergebnissen der Meßdaten gezeigt. Man erkennt das gleiche Verhalten der lokalen Zeitprofile für Meßdaten und Simulationen. Es zeigt sich ein Anwachsen der Werte mit abnehmendem Abstand zum Schauerzentrum und ebenso mit zunehmender myonischer Schauergröße. Jedoch liefern auch hier die Simulationen durch die Überschätzung der Multiplizität einen etwas zu großen Wert für die lokalen Mediane. Der Verlauf der Verteilungen resultiert auch für die Simulationsergebnisse aus der Abhängigkeit des lokalen Medians von der Multiplizität und kann entweder durch eine Einschränkung auf feste Multiplizitäten

(Bild 6.7) oder durch die in Kapitel 4.3.2 beschriebene Multiplizitätskorrektur der Zeiten verändert werden. Diese Korrektur ist für die lokalen Schauerprofile in Bild 6.8 durchgeführt. Die Schauerprofile zeigen nach der Korrektur, ebenso wie die Verteilungen für die Meßdaten, einen glatten monotonen Verlauf. Nach der Korrektur stimmen die Verteilungen für Simulationen und Meßergebnisse sehr gut überein.

Auch für die simulierten Luftschauer wird in Bild 6.9 die Auswirkung der Multiplizitätskorrektur (vergleiche Bild 4.21) auf die lokalen Mediane in einer 3-dimensionalen Auftragung der lokalen Mediane gegen die Schauergröße und den Abstand zum Schauerzentrum dargestellt. Man erkennt auch für simulierte Schauer eine starke Änderung der Abhängigkeiten nach Durchführung der Multiplizitätskorrektur. Insgesamt ist auch für diese Verteilungen eine gute Übereinstimmung zwischen Meß- und Simulationsergebnissen zu erkennen.

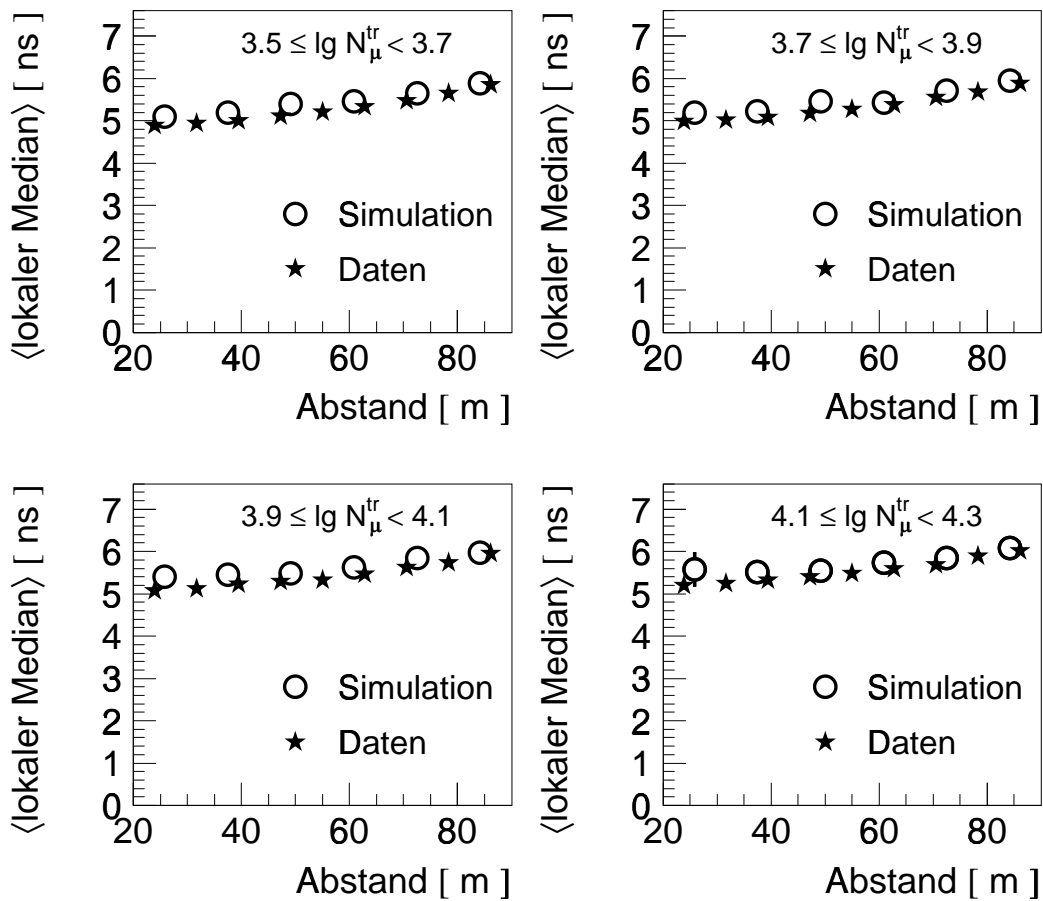


Bild 6.8: Vergleich der multiplizitätskorrigierten lokalen Schauerprofile für simulierte und gemessene Luftschauer für verschiedene myonische Schauergrößen.



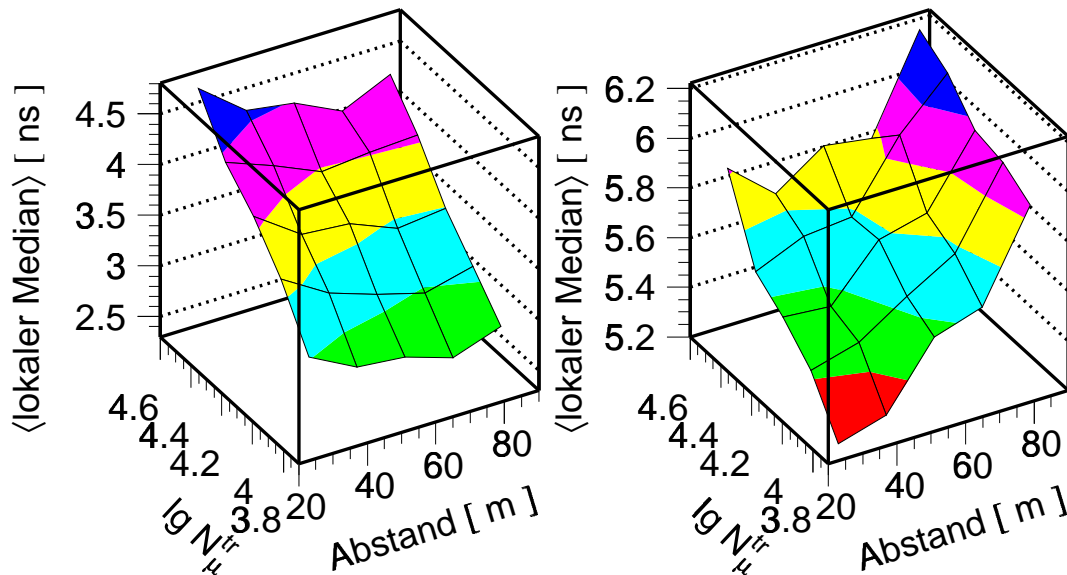


Bild 6.9: Lokaler Median für simulierte Schauer gegen den Abstand zum Schauerzentrum und gegen die myonischen Schauergröße (links). Im Vergleich hierzu die sich ergebenden Zusammenhänge bei multiplizitätskorrigiertem lokalen Median (rechts).

Da diese lokalen Zeiten der Dicke der myonischen Schauerscheibe entsprechen, deuten die verbleibenden leichten Unterschiede auf eine Überschätzung der Schauerdicke in den Simulationen hin. Als eine Ursache hierfür kommt eine in den Simulationen als zu groß angenommene Zeitauflösung der Detektoren der Triggerebene in Frage. In Simulationen für Einzelteilchen (Kapitel 3.4) stimmen die Ergebnisse jedoch sehr gut mit der gemessenen Zeitauflösung überein. Ändert man die Zeitauflösung in den Simulationen von den gemessenen 1.46 ns auf etwa 1.35 ns, so werden hierdurch die Diskrepanzen beseitigt.

Eine zweite Möglichkeit liegt in den CORSIKA Luftschauersimulationen selbst. Auch in diesen könnte die Dicke der Myonscheibe falsch beschrieben werden. Gründe hierfür können die erwähnten Vereinfachungen in der Behandlung der Geschwindigkeiten und der Vielfachstreuung der Myonen sein (Kapitel 5). Vor allem eine genauere Berücksichtigung der Energieverluste der Myonen durch Ionisation sollte zu einer Abnahme der Dicke der Schauerscheibe führen, da die niederenergetischen späteren Myonen durch die Vereinfachung zu geringe Geschwindigkeiten besitzen. Modifiziert man zur Untersuchung der Effekte das CORSIKA Programm, so daß die maximale Wegstrecke (siehe Kapitel 5) ohne Streuvorgang nicht mehr  $189 \text{ g/cm}^2$  sondern nur noch  $1.89 \text{ g/cm}^2$  beträgt, so erkennt man nur bei sehr niederenergetischen Myonen einen Unterschied in den Laufzeiten. Für eine Myonenergieschwelle von 2.4 GeV und einer Verteilung der Myonenergien, wie sie sich in Luftschauern ergeben, sind jedoch keine meßbaren Unterschiede in den Zeitverteilungen zu sehen.

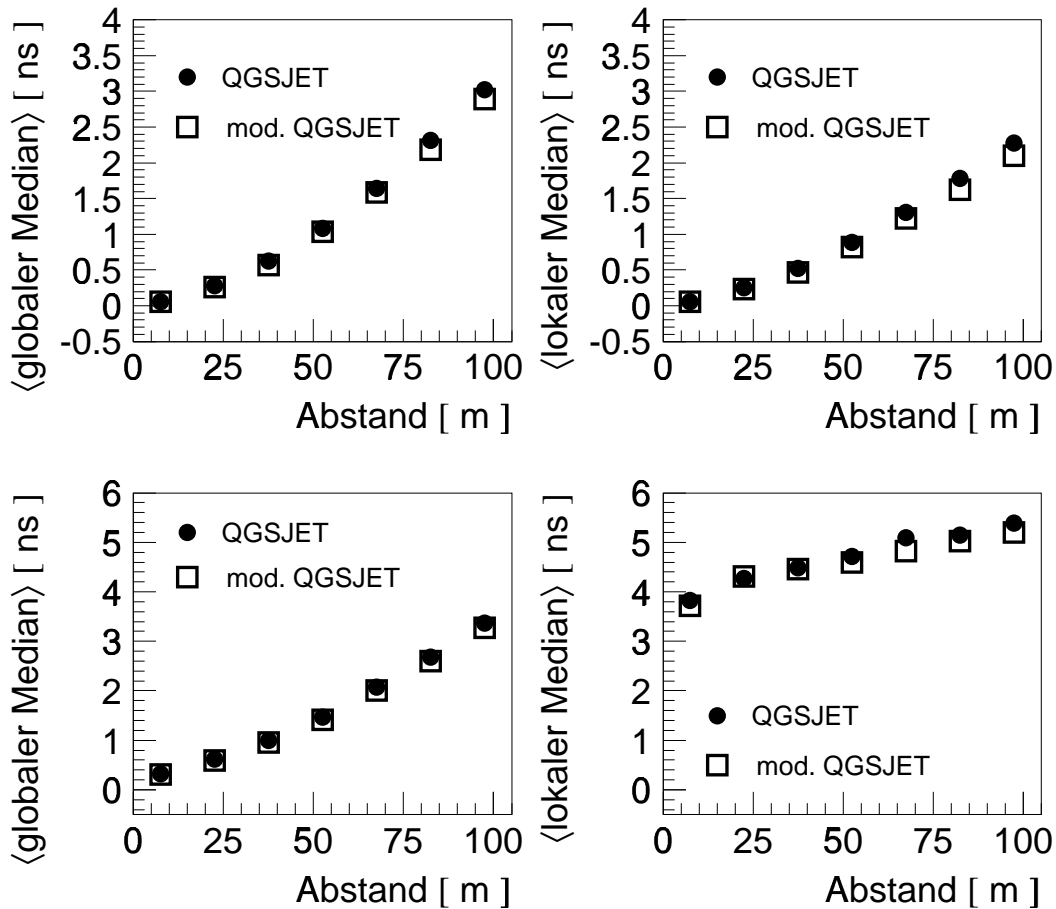


Bild 6.10: Vergleich globaler und lokaler Schauerprofile für verschiedene Wechselwirkungsquerschnitte. Oben ohne experimentelle Einschränkungen. Unten unter der Berücksichtigung der Zeitauflösung der Detektoren.

Eine weitere Schwierigkeit in den CORSIKA Simulationen liegt in der Unsicherheit der verschiedenen hadronischen Wechselwirkungsmodelle. Um diesen Effekt abschätzen zu können, wird im Modell QGSJET, mit welchem alle Untersuchungen dieser Arbeit durchgeführt wurden, künstlich der inelastische Wechselwirkungsquerschnitt um 10% erhöht. Für diese Untersuchung wurden zwei Sätze („Standart QGSJET“, QGSJET mit erhöhtem Wirkungsquerschnitt) an Simulationen berechnet, bei denen alle anderen Parameter außer dem Wirkungsquerschnitt gleich gewählt wurden [Ris 00]. In Bild 6.10 sind die Ergebnisse dieser Luftschauersimulationen im Vergleich gezeigt. In den beiden oberen Bildern werden die globalen und lokalen Schauerprofile ohne experimentelle Einschränkungen gezeigt. Man erkennt systematisch niedrigere Zeiten für die Ereignisse der Luftschauersimulation, welche mit dem modifizierten Modell berechnet wurden. Diese Unterschiede sind auch verständlich, da ein erhöhter Wirkungsquerschnitt die Schauerentwicklung zu geringeren atmosphärischen Tiefen (größeren Höhen) verschiebt. Dadurch erhöht sich der Anteil der Myonen, die in größerer Höhe produziert

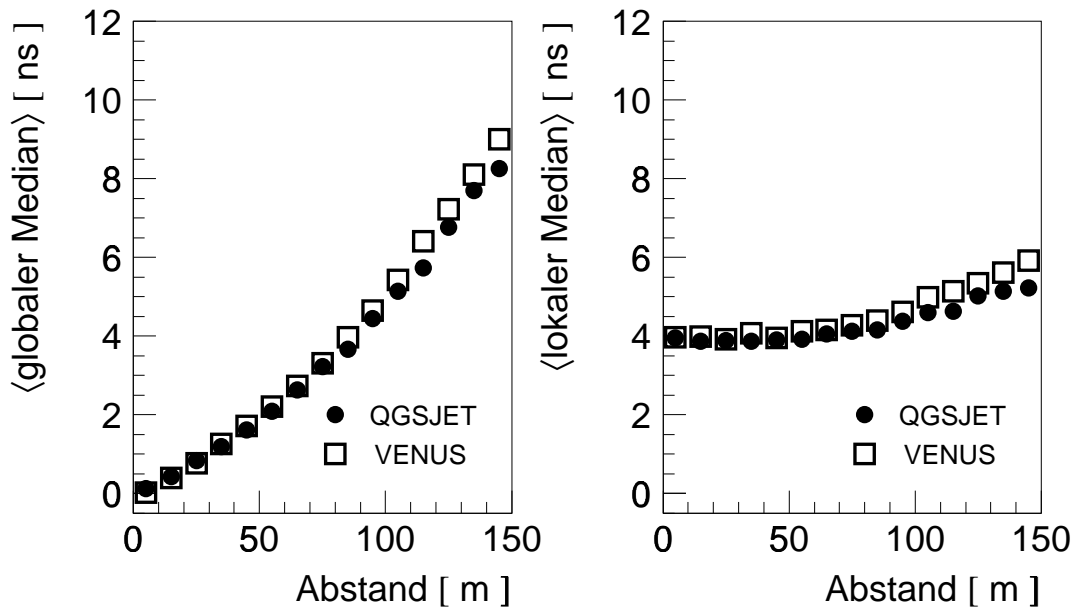


Bild 6.11: Vergleich globaler und lokaler Schauerprofile für verschiedene Wechselwirkungsmodelle (inklusive „experimenteller Einschränkungen“).

wurden und damit kleinere Zeiten besitzen. Die Unterschiede betragen zwar nur relativ geringe Werte (0.1 - 0.2 ns), diese liegen damit aber in dem Bereich, in dem sich auch die verbliebenen Diskrepanzen zwischen den Simulationen und den Meßdaten (Bild 6.8) bewegen. In den unteren beiden Bildern sind die „experimentellen Einschränkungen“ durch die Zeitaufösung der Detektoren berücksichtigt. Für die globalen Schauerprofile bleibt die Systematik praktisch uneingeschränkt erhalten. Für die lokalen Zeiten reicht die vorhandene Simulationsstatistik nicht aus, um eine eindeutige Aussage zu treffen. Es deuten sich aber weiterhin systematisch niedrigere Zeiten im Falle des modifizierten Modells an.

In einem weiteren Schritt wird auch noch kurz auf ein alternatives hadronisches Wechselwirkungsmodell eingegangen. Zum Vergleich werden neben dem bisher verwendeten Modell QGSJET auch noch 200 protoninduzierte Schauer mit dem Modell VENUS berechnet. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Bild 6.11 im Vergleich mit der Berechnung mit Hilfe des QGSJET-Modells (vergleiche Bild 5.8) gezeigt. Die Verteilungen sind unter Berücksichtigung „experimenteller Einschränkungen“ erstellt. Im linken Bild sind wiederum die globalen Schauerprofile gezeigt, welche sich für die Berechnungen nach den verschiedenen Modellen ergeben. Auch für die verschiedenen Modelle ergeben sich zwar leichte, aber systematische Unterschiede. Sie betragen je nach Abstand zum Schauerzentrum bis zu einer knappen Nanosekunde. Im rechten Bild sind die lokalen Schauerprofile gezeigt. Auch hier ergeben sich leichte systematische Unterschiede von bis zu 0.7 ns. Sowohl für die globalen wie auch für die lokalen Mediane ergeben sich jeweils höhere Werte für die Simulationen, welche mit dem VENUS Modell berechnet wurden.

VENUS beschreibt damit die Daten der Zeitmessung bei KASCADE ungenügender als das QGSJET-Modell, beziehungsweise das modifizierte QGSJET-Modell. Unterschiede zwischen den Modellen in den Ankunftszeiten sind somit im Bereich der Sensitivität des Experiments. Prinzipiell können daher die vorgestellten Messungen auch einen Beitrag zu den „Interaction-Tests“ [Ant 99] leisten. Allerdings liegt die Sensitivität noch im Bereich der „systematischen“ Ungenauigkeiten der Messung (wie z.B. der Multiplizitätskorrektur). Zusätzlich bedarf der „Test“ weiterer Korrelationen mit anderen Messungen.

# 7

## Vergleich der Ergebnisse mit weiteren Messungen

Die Messung von Ankunftszeiten der geladenen Komponente in EAS ist schon seit der Mitte der fünfziger Jahre Gegenstand wissenschaftlichen Interesses. Erste aussagekräftige Messungen wurden von Bassi et al. [Bas 53] durchgeführt. Diese wurden mit drei Detektoren in verschiedenen Konfigurationen betrieben, wobei jeweils Relativzeiten zwischen den einzelnen Detektoren betrachtet wurden. Für die Messungen wurden Relativabstände von bis zu 30 m gewählt. Bassi et al. stellten fest, daß die elektromagnetische Komponente relativ kompakt innerhalb von etwa 3-6 ns das Beobachtungsniveau erreicht. Für die myonische Komponente, die mit Hilfe eines abgeschirmten Szintillationsdetektors gemessen wurde, ergab sich eine Schauerdicke von 6-9 ns, wobei diese nach der Interpretation der Messung bis zu 10 ns hinter der elektromagnetischen Komponente liegt, also später das Beobachtungsniveau erreicht. Diese Ergebnisse stehen jedoch im Widerspruch zu neueren Messungen [Haf 00], welche zeigen, daß die myonische Komponente vor der elektromagnetischen Komponente das Beobachtungsniveau erreicht. Daß die Myonen früher das Beobachtungsniveau erreichen, wird auch durch CORSIKA Luftschauersimulationen bestätigt.

Armitage et al. [Arm 75] bestimmten im Rahmen des Haverah Park Experiments die Dicke der Myonscheibe über einen Abstandsbereich bis zu 450 m und einen Energiebereich von  $E \geq 10^{17}$  eV. Der Myondetektor bestand aus einem achtteiligen Flüssigszintillationszähler mit einer Gesamtfläche von 10 m<sup>2</sup>. Als Referenzzeit wurde die Zeit eines benachbarten Wasser-Cherenkovdetektors verwendet. Dieser bestimmte den Referenzzeitpunkt mit einer Auflösung von 10 ns. Die in 12 Monaten aufgenommenen Signale wurden, nach Abständen zum Schauerzentrum und Zenitwinkelbereichen geordnet, aufintegriert. Als eigentliche Meßgröße wurde die Differenz der Zeitpunkte verwendet, bis zu denen 10% beziehungsweise 90% aller Myonen detektiert wurden. Dies entspricht der Differenz des 0.9-Quantil und des 0.1-Quantil einer Verteilung aller gemessenen Myonen eines Abstands- und Zenitwinkelbereichs. Als Ergebnis ergibt sich ein Ansteigen der Dicke der Myonscheibe mit zunehmenden Abstand, während keine starke Abhängigkeit vom gemessenen Zenitwinkel festgestellt werden konnte. Aus den gemessenen mittleren Zeiten wurden mittlere Produktionshöhen ausgerechnet, welche

im Vergleich zu den aus Modellrechnungen erwarteten Werten jedoch einen zu kleinen Wert ergaben.

Ein weiteres Experiment, mit dem auch Ankunftszeitverteilungen von Myonen untersucht wurden, ist das Akeno Air Shower Experiment [Kak 85]. Hier wurde mit vier  $2 \text{ m}^2$  und später mit vier  $4 \text{ m}^2$  großen Szintillationsdetektoren die Myonzeiten von Schauern einer Primärenergie von  $10^{17} - 10^{18} \text{ eV}$  und Abständen bis zu  $700 \text{ m}$  untersucht. Als Meßgröße wurde hier die Anstiegszeit von 20% auf 70% der Signalhöhe verwendet, wobei nur Signale, die mindestens zwei Myonen entsprachen, berücksichtigt wurden. Auch hier lieferten die integralen Verteilungen einen Anstieg der Zeiten mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum. Ein Vergleich mit verschiedenen damals verwendeten Modellen zeigte, daß kein Modell alleine die Daten sinnvoll beschreiben konnte. Für die Autoren war die einzige Möglichkeit, die Daten konsistent zu beschreiben, die Annahme, daß die durchschnittliche Produktionshöhe der Myonen mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum abnimmt. Dies widerspricht jedoch Ergebnissen von CORSIKA Simulationen. Weiterhin wurden Untersuchungen für zwei verschiedene Myonenenergieschwellen durchgeführt, wobei sich für die Myonen der höheren Energieschwelle ( $1 \text{ GeV}$ ) geringere Zeiten als für die Myonen der niedrigeren Schwelle ( $0.5 \text{ GeV}$ ) ergaben.

De Villiers et al. [Vil 86] betrachteten mit einem Experiment an der Potchefstroom Universität mit fünf Cherenkovdetektoren Myonzeiten in einem Abstandsbereich von bis zu  $60 \text{ m}$  und für Schauergrößen von  $10^5 - 2 \cdot 10^7$  Teilchen. Bis zu einem Abstand von  $60 \text{ m}$  wurde, wie in der vorliegenden Arbeit, praktisch keine Änderung der gemessenen relativen Ankunftszeiten beobachtet. Vergleiche mit Modellrechnungen zeigten ab einem Abstand von  $30 \text{ m}$  gute Übereinstimmungen, während die Daten für den zentralen Bereich ( $R \leq 30 \text{ m}$ ) im Mittel höhere Relativzeiten der Myonen, als sie durch die Modellrechnungen vorhergesagt wurden, zeigten. De Villiers weist auch auf die Probleme der Verwendung der ersten gemessenen Zeit als Repräsentant der Schauerfront und als Referenzzeit hin. Die erste gemessene Zeit ist jedoch für ihn ein umso besserer Repräsentant der Schauerfront, je höher die Anzahl der gemessenen Zeiten ist. Dies stimmt aber nur, solange die gemessene Anzahl an Zeiten relativ gering und die gemessenen Zeiten groß gegenüber der Zeitauflösung der Detektoren sind. Werden Zeiten in der Größenordnung der Zeitauflösung gemessen, bewirkt die Zeitauflösung der Detektoren und der dazugehörigen Elektronik, daß die gemessene erste Zeit signifikant kleinere Werte liefert, als es der tatsächlichen Schauerfront entspricht (vergleiche Bild 5.12).

Blake et al. [Bla 90] untersuchten Verteilungen von Anstiegszeiten der Signale von Myonen am Haverah Park Experiment. Hierzu wurden Myonen mit Abständen von mehr als  $200 \text{ m}$  zum Schauerzentrum betrachtet. Diese Distanzen gehen über die geometrische Ausdehnung des KASCADE-Experiments hinaus. Aus den Fluktuationen der Anstiegszeiten wurde die Elongationsrate bestimmt. Die Elongationsrate charakterisiert die Änderung der atmosphärischen Tiefe des Schauermaximums mit steigender Primärenergie. Es wurde im Energiebereich von  $10^{17} - 10^{18} \text{ eV}$  eine Elongationsrate von  $58 \text{ g/cm}^2$  berechnet, woraus auf eine konstante chemische Komposition im betrachteten Energiebereich geschlossen wurde.

In jüngster Zeit wurden Messung von Ankunftszeiten der geladenen Komponente mit

dem GREX/COVER\_PLASTEX Experiment [Agn 97] durchgeführt. Das Experiment besteht aus einem Array (GREX) von etwa  $200 \times 200 \text{ m}^2$  zur Rekonstruktion der Richtung der Position des Schauerzentrums und der Schauergröße. Die Energieschwelle des Arrays liegt bei etwa  $5 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ , ist also recht gut mit dem KASCADE-Experiment vergleichbar. Auch die Beobachtungshöhe (220 m) ist gut mit dem KASCADE Niveau (110 m) vergleichbar. Zur Messung der Ankunftszeiten sind vier Limited Streamer Tubes (LST) Türme mit jeweils vier aktiven Lagen aus LST zusätzlich mit einer Lage aus Resistive Plate Counter Modulen (RPC) ausgerüstet. Insgesamt stehen für die Zeitmessung 256 Kanäle mit einer Gesamtfläche von  $16 \text{ m}^2$  zur Verfügung. In einer ersten Analyse [Amb 97] wurden relative mittlere Ankunftszeitverteilungen (aufaddiert über viele Einzelschauer) der geladenen Komponente bis zu einen Abstandsbereich von 100 m untersucht. Die Autoren betrachten die Relativzeiten als Ankunftszeiten bezüglich der Ankunftszeit des Schauerzentrums, während die Fluktuationen dieser Verteilungen als Schauerdicke der geladenen Komponente bezeichnet werden. Es ist jedoch zu bemerken, daß die Zeitbeziehung zwischen der ersten gemessenen Zeit und der tatsächlichen Ankunftszeit des Schauers bekannt sein und in der Verteilung berücksichtigt werden müßte (siehe Kapitel 5.1.2), um aus den gemessenen Relativzeiten Zeiten bezüglich des Schauerzentrums zu erhalten. Für kleine Abstände zum Schauerzentrum wird ein linearer Verlauf des Anstiegs der mittleren Zeiten über den Abstand zum Schauerzentrum gefunden, welcher im Außenbereich in einen nahezu parabolischen Verlauf übergeht.

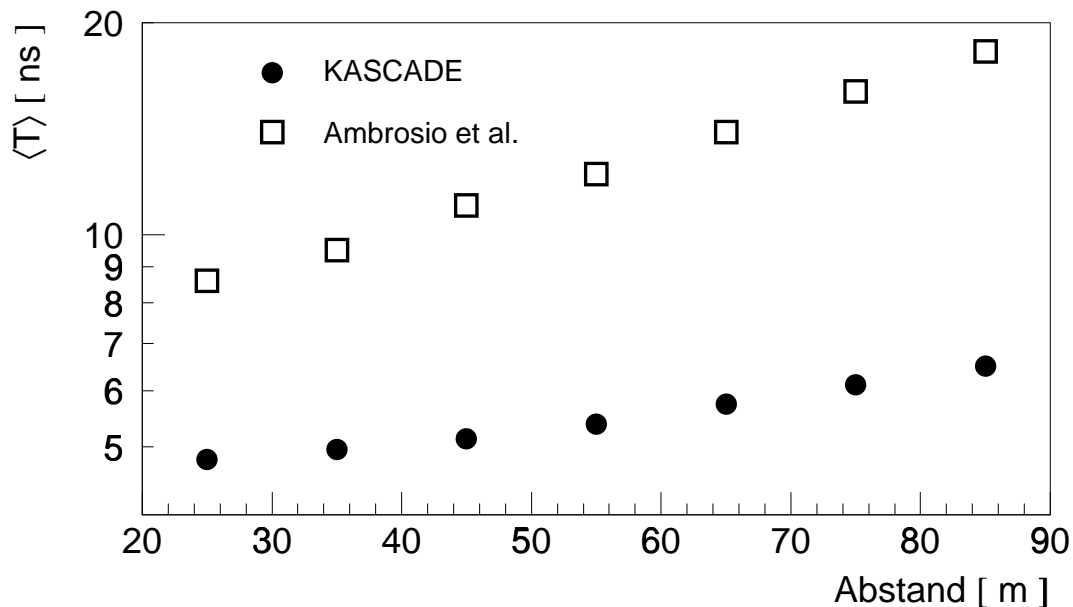


Bild 7.1: Vergleich der Mittelwerte der lokalen Zeitverteilungen der myonischen Komponente gemessen mit den KASCADE-Experiment und der mit dem COVER\_PLASTEX gemessenen geladenen Komponente aus [Amb 99].

---

In einer neueren Arbeit dieser Gruppe [Amb 99] wird eine „event-by-event“ Analyse der Zeitverteilungen der geladenen Komponente versucht. Die Ergebnisse werden in einem qualitativen Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeit gezeigt. Hierzu werden aus den Daten der vorliegenden Analyse die mittleren lokalen Zeiten anstelle der Mediane über den Abstand zum Schauerzentrum aufgetragen (Bild 7.1). Im Vergleich mit Bild 4.9 erkennt man, daß die mittleren Zeiten je Schauer höhere Werte als die Mediane liefern. Die Differenz zwischen den Erwartungswerten der Mediane (Bild 4.9) und der Mittelwerte (Bild 7.1) beträgt etwa 2 ns, wobei aber etwa 1 ns der Differenz auf einen bei Bild 7.1 durchgeführten Schnitt auf eine Mindestmultiplizität von 13 zurückzuführen ist. Der Schnitt ist notwendig, da diese Mindestmultiplizität auch bei der zum Vergleich herangezogenen Messung [Amb 99] gefordert wurde. Die verbleibende Differenz von etwa 1 ns ist zu verstehen, wenn man bedenkt, daß der Mittelwert stärker als der Median durch „verzögerte“ Teilchen beeinflusst wird. Der qualitative Verlauf dieser mittleren Zeiten ist jedoch der gleiche wie der aus den Medianen gewonnene. Das Ergebnis aus [Amb 99] bezüglich des lokalen Schauerprofils ist zum Vergleich mit in Bild 7.1 eingetragen. Der betrachtete Energiebereich beträgt für beide Verteilungen etwa  $2.5 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{16}$  eV. Zu beachten ist jedoch, daß in [Amb 99] die geladene und nicht nur die myonische Komponente betrachtet wird. Beide Verteilungen zeigen einen Anstieg der mittleren lokalen Zeiten und damit der Schauerdicke mit dem Abstand zum Schauerzentrum. Die Stärke dieses Anstiegs ist jedoch unterschiedlich. Für die rein myonische Schauerscheibe ergibt sich eine schwächere Variation. Die höheren Werte in [Amb 99] kommen hauptsächlich dadurch zustande, daß bei den verwendeten Multiplizitäten meist zumindest ein Myon beteiligt ist. Dieses liefert in der Messung deutlich frühere Zeiten und somit einen frühen Bezugspunkt, während der Großteil der registrierten Teilchen der  $e/\gamma$ -Komponente entstammen, welche bei Abständen von mehr als 20 m schon deutlich gegenüber der Myonfront verzögert ist ([Haf 00]). Somit ergeben sich für die lokalen Zeiten, das heißt der „Schauerdicke“ der geladenen Komponente, deutlich höhere Werte, als für die lokalen Zeiten der myonischen Komponente.



## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden myonische Ankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern gemessen. Hierzu wurden die Triggerebene und die Vieldraht-Proportional-kammern des Zentraldetektors des KASCADE Experiments verwendet. Die Triggerebene besitzt die Möglichkeit, Zeitinformationen von Myonen mit einer Energie von mehr als 490 MeV zu messen. Diese Schwelle kann mit Hilfe einer Korrelation mit den Myonkammern auf 2.4 GeV erhöht werden, indem die beiden Komponenten kombiniert ausgewertet werden. In einem ersten Schritt wurden die Detektoren der Triggerebene auf ihre spezifischen Eigenschaften hin untersucht. Die Zeitauflösung inklusive der verwendeten Elektronik wurde mit Hilfe einer Messung mit einzelnen Myonen zu 1.7 ns bestimmt. Ray-Tracing Simulationen der Detektoren zeigen eine Abhängigkeit der gemessenen Zeiten von der im Detektor deponierten Energie. Diese Abhängigkeit wurde zu  $\Delta T = 19.2 \text{ ns} - 26 \text{ ns} \cdot (\sqrt{E_{dep}/\text{MeV}} / (\sqrt{E_{dep}/\text{MeV}} + 0.88))$  bestimmt und konnte in einer unabhängigen Messung gut bestätigt werden. Unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit verbessert sich die Zeitauflösung des Einzeldetektors auf 1.5 ns. Der Zeitabgleich der Detektoren der Triggerebene untereinander wurde mit Hilfe dreier unterschiedlicher Verfahren durchgeführt. Alle drei Verfahren liefern im Rahmen der Statistik gleiche Ergebnisse. Aus den Differenzen zwischen den einzelnen Verfahren läßt sich der Fehler des Abgleichs zu etwa 0.4 ns abschätzen.

Die Eigenschaften und das Verhalten der Detektoren der Triggerebene wurden in das detaillierte Detektorsimulationsprogramm von KASCADE implementiert. Simulationen der Einzeldetektoren liefern sehr gute Übereinstimmungen mit durchgeführten Messungen an einem Einzeldetektor.

Es wurden Messungen der Myonankunftszeiten in Luftschauern mit Hilfe der Triggerebene durchgeführt, wobei überwiegend lokale Zeiten betrachtet wurden, das heißt als Referenzzeit wurde die früheste Zeit eines Myons in der Triggerebene gewählt. Die sich ergebenden Verteilungen, besonders der lokalen Schauerprofile, zeigen nicht den erwarteten Verlauf. Der Anstieg der lokalen Zeitverteilungen zu großen Abständen fällt geringer aus. Weiterhin zeigt sich auch ein Anstieg der lokalen Zeiten zu kleinen Abständen. Es stellt sich heraus, daß dieser Anstieg bei kleinen Abständen mit der Multiplizität innerhalb des Schauers korreliert ist. Je höher die Multiplizität ist, desto größere Werte nehmen die lokalen Zeitgrößen an. Dieser Effekt wird durch die

systematische Verschiebung der ersten Zeit zu kleinen Werten mit steigender Multiplizität hervorgerufen und hängt in ihrer Stärke stark von der Detektorzeitauflösung ab. Ein Verfahren zur Korrektur dieses Verhaltens wurde entwickelt. Dieses zeigt zwar gute Ergebnisse, jedoch werden durch die Korrekturen Abhängigkeiten von Simulationsrechnungen eingeführt. Nach Durchführung der Korrekturen verbleiben nur noch geringe Abhängigkeiten der lokalen Zeitgrößen von der Primärenergie, während die Radiusabhängigkeit stärker hervorgehoben und monoton wird. Die lokalen Zeitgrößen sind schwach vom Zenitwinkel abhängig. Sie werden etwas kleiner mit wachsendem Zenitwinkel. Mit steigender Primärenergie ist ein leichter Anstieg festzustellen.

Desweiteren wurde an Luftschauersimulationen untersucht, inwieweit Myonzeiten Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung und damit über das Primärteilchen liefern können. In der reinen Luftschauersimulation (d.h. ohne „experimentelle Einschränkungen“) zeigt sich schon bei recht kleinen Abständen  $R \geq 50$  m, daß Myonzeiten Informationen liefern können. Werden jedoch die experimentellen Einschränkungen berücksichtigt, zeigt sich, daß die lokalen Ankunftszeiten bei den untersuchten Abständen nicht mehr auf die Schauerentwicklung und damit auf das Primärteilchen empfindlich sind. Auch bei einem Übergehen zu größeren Abständen und den damit benötigten höheren Primärenergien zeigen sich keine Unterschiede in den lokalen Zeitgrößen für die verschiedenen Primärteilchen.

Die vollständig durchgeführten Detektorsimulationen zeigen die gleichen Abhängigkeiten der lokalen Zeitgrößen von den allgemeinen Schauerparametern wie die Meßdaten. Nach Berücksichtigung aller Effekte zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Die lokalen Zeiten und damit die Schauerdicke wird in den Simulationen etwas ( $\approx 0.2$  ns für die lokalen Mediane) überschätzt. Eine mögliche Erklärung dieser Unterschiede wäre zum Beispiel eine in den Simulationen um etwa 0.1 ns zu schlecht angenommene Detektorzeitauflösung.

Insgesamt ist festzustellen, daß CORSIKA die Schauerdicke der myonischen Komponente gut beschreibt, wobei hier, im Gegensatz zu anderen Arbeiten [Agn 97, Amb 99], darunter direkt die lokalen Größen verstanden werden und nicht die Variationen dieser lokalen Größen. Es zeigt sich eine recht geringe myonische Schauerdicke im untersuchten Abstandsbereich von etwa 1-4 ns (Bild 4.22). Das heißt, bei einer Umrechnung der lokalen Größen auf eine „Schauerdicke“ ergibt sich, daß 50% aller Myonen innerhalb von nur wenigen ns auf dem Beobachtungsniveau ankommen. Im Gegensatz hierzu besitzt die geladene Komponente [Amb 99] eine wesentlich größere „Schauerdicke“, wobei jedoch zu berücksichtigen ist, daß die dort angegebenen Werte nicht auf etwaige Multiplizitätseffekte korrigiert wurden.

Es können im Gegensatz zu [Amb 99] bei den lokalen Medianen auch keine Hinweise auf sogenannte „verspätete Schauer“ gefunden werden (siehe Bild 6.1). Unter „verspäteten Schauern“ verstehen Ambrosio et al. Ereignisse mit einem relativ großen Mittelwert der Zeiten bei gleichzeitig kleiner Variation der Einzelzeiten. Dies wird als die Messung eines frühen Teilchens gewertet, dem der eigentliche „Schauer“ erst nach relativ langer Zeit folgt. Die Ereignisse in dieser Arbeit, welche einen relativ hohen Wert des lokalen Medians besitzen, können vollständig durch unkorrelierte Myonen, welche kurz vor dem eigentlichen Schauerereignis eintreffen, erklärt werden. Wenn man die in [Amb 99]

angegebene Rate von unkorrelierten Myonraten korrekt berücksichtigt, kommt man zu dem Schluß, daß auch die dort beobachteten „verspäteten Schauer“ zumindest zu einem Großteil durch solche „verfrühten“ unkorrelierten Myonen verursacht werden. Die Untersuchungen anhand von Simulationsereignissen zeigen, daß die lokalen Zeiten bei dem gegebenen Detektorsystem keine Informationen über die Primärteilchen liefern können. Dies liegt hauptsächlich an der für diese Untersuchungen zu schlechten Zeitauflösung der Detektoren. Zusätzlich besitzen lokale Zeiten den Nachteil, daß sie auf die erste gemessene Myonzeit bezogen werden. Diese besitzt jedoch die größte Sensitivität auf das Primärteilchen. Bei einer Verwendung dieser Zeit als Referenzzeit verschwindet schon in „reinen“ Luftschauersimulationen ein Großteil der Sensitivität auf das Primärteilchen.

Bei exemplarischen Untersuchungen zeigt sich eine geringe, aber systematische Abhängigkeit der gemessenen globalen und lokalen Zeiten vom verwendeten Wechselwirkungsmodell. Berechnungen mit dem Modell VENUS zeigen höhere Werte für die Zeitverteilungen als solche, die mit dem QGSJET Modell berechnet wurden. Weiterhin führt eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes im Modell QGSJET zu einer systematischen Verringerung der Zeiten.

Es stellt sich heraus, daß die sogenannten globalen Zeiten in den bisherigen KASCADE Analysen nicht betrachtet werden können. Dies liegt einerseits an der falschen Rekonstruktion der Meßdaten, bei der die Energieabhängigkeit der Zeiten der  $e/\gamma$ -Detektoren nicht berücksichtigt wird. Dies hat zur Folge, daß  $\tau_0$  nicht korrekt rekonstruiert wird. Andererseits ist diese Energieabhängigkeit auch nicht in der Simulation berücksichtigt. Somit zeigen die Zeiten in der Messung und in den Simulationen ein unterschiedliches Verhalten im Bezug auf ihre Abhängigkeit von der deponierten Energie. Dadurch zeigt auch die rekonstruierte Ankunftszeit des Schauerzentrums  $\tau_0$  in den Daten und in den Simulationen ein verschiedenes Verhalten. Die Nichtberücksichtigung der Energieabhängigkeit führt im Konusfit, welcher zur Rekonstruktion der Schauerrichtung an die Zeiten angepaßt wird, zu einer zu groß angepaßten Konussteigung und damit zu einem fehlerhaften  $\tau_0$ .

Für genauere Untersuchungen der globalen Ankunftszeitverteilungen ist es zuerst notwendig, diese zwei Punkte zu korrigieren, da nur nach Behebung dieser zwei Fehler versucht werden könnte, von lokalen auf globale Zeitgrößen überzugehen. Diese globalen Größen zeigen in den Simulationen eine größere Sensitivität auf die longitudinale Schauerentwicklung und damit auf die Primärteilchen. Damit sollten sie eine Verbesserung der Zeitanalysen erbringen, da dann wirklich eine Sensitivität auf die Ankunftszeiten und nicht mehr nur wie bei den lokalen Größen auf die Schauerdicke vorhanden ist.

Weiterhin wäre es wünschenswert, den Abstand zum Schauerzentrum in den Messungen vergrößern zu können, da bei größeren Abständen in den Simulationen größere Unterschiede zwischen Schauern, die durch verschiedene Primärteilchen ausgelöst werden, beobachtbar sind und man so mit der Zeitmessungen mit den KASCADE Triggerebenen-detektoren in einen Bereich höherer Sensitivität auf Unterschiede in den Primärteilchen kommt. Die Verwendung von größeren Abständen zum Schauerzentrum ist mit der derzeitigen Meßanordnung (Detektorfeld) nicht möglich, da sich die Qua-

---

lität der Rekonstruktion verschlechtert, sobald sich das Schauerzentrum außerhalb des Detektorfeldes befindet. Um diese bestehenden Probleme und auch um den Energiebereich der Messungen zu erhöhen, laufen zur Zeit Planungen über eine Erweiterung des Detektorfeldes. Hierzu sollen außerhalb des derzeit bestehenden Detektorfeldes weitere Detektoren installiert werden, welche zusätzliche Informationen liefern, mit denen auch Schauer außerhalb des derzeitigen Detektorfeldes gemessen und rekonstruiert werden können.

*Diese Arbeit entstand im Rahmen des KASCADE Experiments. Ich möchte mich hiermit bei allen Mitgliedern der KASCADE Kollaboration für die vielfältige Unterstützung bedanken.*

*Ausdrücklich bedanken möchte ich mich bei*

*Herrn Prof. Dr. G. Schatz, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Kernphysik des Forschungszentrum Karlsruhe ermöglicht hat.*

*Herrn Prof. Dr. H. Rebel für die Anregung zu diesem Thema sowie sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit.*

*Herrn Priv. Doz. Dr. K. Bernlöhr für die Übernahme des Korreferats sowie viele Hinweise im Laufe dieser Arbeit.*

*Herrn Dr. A. Haungs, Herrn Dr. H.-J. Mathes, sowie Herrn Dr. M. Roth, für die vielen erklärenden Diskussionen und das mühselige Korrekturlesen dieser Arbeit.*

*Herrn Dipl.-Phys. T. Antoni, Herrn Dipl.-Phys. F. Feßler sowie Herrn Dipl.-Phys. K. Schwarz für zahllose Mitfahrten in ihren PKWs zu verschiedenen Praktika und Seminaren.*

*Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschlager für die Durchführung unzähliger CORSIKA Simulationen.*

# Literaturverzeichnis

- [Agn 97] G. Agnetta et al., *Astropart. Phys.* **6** (1997) 301
- [Ama 95] M. Amann, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Amb 97] M. Ambrosio et al., *Astropart. Phys.* **7** (1997) 329
- [Amb 99] M. Ambrosio et al., *Astropart. Phys.* **11** (1999) 437
- [Ant 99] T. Antoni et al., KASCADE Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **25** (1999) 2161
- [Ant 00] T. Antoni et al., KASCADE Collaboration, *Astron. Astrophys.*, in Druck; preprint: astro-ph/0004233 April 2000
- [Ant 01] T. Antoni, Doktorarbeit Universität Heidelberg, in Vorbereitung
- [Arm 75] M.L. Armitage et al., *J. Phys. A: Math. Gen.* **8** (1975) 1005
- [Arq 99] F. Arqueros et al., HEGRA Collaboration, *Astron. Astrophys.*, in Druck; preprint: astro-ph/9908202 August 1999
- [Asa 93] K. Asakimori et al., *Astron. Astrophys.* **2** (1993) 25
- [Bas 53] P. Bassi et al., *Phys. Rev.* **92** (1953) 441
- [Ber 96] K. Bernlöhr, *Astropart. Phys.* **5** (1996) 139
- [Ber 98] K. Bernlöhr, persönliche Mitteilung (1998)
- [Bla 90] P.R. Blake et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **16** (1990) 755
- [Bra 98] I.M. Brancus et al., KASCADE Collaboration, FZKA-Report **6151**, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [BrR 98] M. Brendle, U. Raidt, *Nucl. Inst. Meth.* **A412** (1998) 420
- [Bur 90] T.H. Burnett et al., *Astrophys. J.* **349** (1990) L25

- 
- [COR 98] D. Heck et al., FZKA-Report **6019**, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Dol 90] P. Doll et al., KfK-Bericht **4686**, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dol 95] P. Doll et al., Nucl. Inst. Meth. **A367** (1995) 120
- [DPM 95] J. Ranft, Phys. Rev. **D51** (1995) 64;  
Report, **INFN/AE-97/45** Laboratorio Nazionale del Gran Sasso (1997)
- [EGS 85] W.R. Nelson et al., Report **SLAC 265**, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Eng 99] J. Engler et al., Nucl. Inst. Meth. **A427** (1999) 528
- [ErW 00] A.D. Erlykin, A.W. Wolfendale, Astron. Astrophys. **356** (2000) L63
- [Feg 97] D.J. Fegan, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23** (1997) 1013
- [Feß 97] F. Feßler, FZKA-Report **5971B**, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [FiL 86] C.E. Fichtel, J. Linsley, Astrophys. J. **300** (1986) 474
- [Föl 97] M. Föller, FZKA-Report **5918**, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Gai 90] T.K. Gaisser, „Cosmic Rays and Particle Physics“, Cambridge University Press (1990)
- [GEA 93] CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)
- [GHE 85] H. Fesefeldt, Report **PITHA-85/02**, RWTH Aachen (1985)
- [Gri 81] P.K.F. Grieder, Proc. 17<sup>th</sup> ICRC, Paris **6** (1981) 288
- [Hae 96] R. Haeusler, FZKA-Report **5798B**, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Haf 00] W. Hafemann, FZKA-Report **6470**, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Har 93] J. Hartung, „Lehr- und Handbuch der angewandten Statistik“, Oldenbourg (1993)
- [Hau 96] A. Haungs, FZKA-Report **5845**, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [HDP 89] J.N. Capdevielle, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15** (1989) 909
- [Kak 85] F. Kakimoto et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. **12** (1985) 151
- [KaK 95] N.N. Kalmykov, G.B. Khristiansen, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 1279
- [Kla 97] H.O. Klages et al., KASCADE Collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B** (1997) 92

- [Köh 98] K. Köhler, FZKA-Report **6214**, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [KuK 58] G.V. Kulikov, G.B. Khristiansen, Soviet Physics JETP **35** (1959) 441
- [NKG 79] A.A. Lagutin et al., Proc. 16<sup>th</sup> ICRC, Kyoto **7** (1979) 18;  
J.N. Capdevielle for the KASCADE Kollaboration, Proc. 22<sup>nd</sup> ICRC, Dublin **4**  
(1991) 405
- [QGS 97] N.N. Kalmykov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B** (1997) 17
- [Rac 93] J.P. Rachen et al., Astron. Astrophys. **273** (1993) 377
- [Rai 97] U. Raidt, FZKA-Report **5917**, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Reb 95] H. Rebel et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 451
- [Ris 00] M. Risse, FZKA-Report **6493**, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Rob 00] M.D. Roberts, Astropart. Phys. **12** (2000) 239
- [Sch 94] G. Schatz et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20** (1994) 1267
- [SIB 92] R.S. Fletcher et al., Phys. Rev. **D50** (1994) 5710;  
J. Engel et al., Phys. Rev. **D46** (1992) 5013
- [Sok 89] P. Sokolsky, „Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics“,  
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1966)
- [Swo 95] S.P. Swordy, Proc. 24<sup>th</sup> ICRC, Rome **2** (1995) 697
- [Ung 97] J. Unger, FZKA-Report **5896**, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [VEN 93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87
- [Vil 86] E.J. Villiers et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. **12** (1986) 547
- [VöB 88] H.J. Völk, P.L. Biermann, Astrophys. J. **273** (1988) L65
- [WaW 81] R. Walker, A.A. Watson, J. Phys. G: Nucl. Phys. **7** (1981) 1297
- [Web 97] J.H. Weber et al., KASCADE Collaboration, 25<sup>th</sup> ICRC, Durban **6** (1997)  
153
- [YoD 98] S. Yoshida, H. Dai, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **24** (1998) 905