

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6470

**Untersuchung der relativen Ankunftszeiten von
Elektronen und Myonen aus Luftschauern im
Rahmen des KASCADE-Experiments**

Wolfgang Hafemann

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2000

Zusammenfassung

Der Zentraldetektor des KASCADE-Experiments enthält neben einer Lage von 456 Szintillationszählern als Triggergenerator und zur Messung von Ankunftszeiten von EAS-Myonen mit einer Energieschwelle von $E_\mu > 0.4$ GeV eine weitere Ebene (Top-Cluster) von 50 Szintillationszählern zur Messung der geladenen Teilchen und deren Ankunftszeiten. Myonen mit einer Energieschwelle von 2 GeV können mit Vieldraht-Proportionalkammern unter dem Hadronkalorimeter des Zentraldetektors detektiert werden. Dank des teleskopartigen Aufbaus der Detektoren im Zentraldetektor lassen sich Myonen aus dem Top-Cluster separieren, so daß Ankunftszeiten von Elektronen, geladenen Teilchen (Elektronen und Myonen) und Myonen mit zwei Energieschwellen getrennt untersucht werden können. Die beobachtete zeitliche Struktur der Schauerprofile (Lage und Dispersion) und vor allem der relative zeitliche Abstand der verschiedenen Teilchenkomponenten (Elektronen, Myonen) werden auf eine Abhängigkeit von durch das KASCADE-Array gewonnener EAS-Parameter (Abstand zum Schauerzentrum, Schauergröße, Zenitwinkel) und auf eine Abhängigkeit von der longitudinalen Schauerentwicklung hin untersucht. Die gemessenen Daten werden mit detaillierten Monte-Carlo-Simulationen der Luftschauerentwicklung unter Berücksichtigung der Detektoreigenschaften verglichen. Die experimentellen Daten zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Luftschauersimulationen mit dem Programm CORSIKA. Die Ankunftszeitdifferenz der Elektron- und Myonkomponente zeigt eine Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum, jedoch keine sichtbare Abhängigkeit von der Primärmasse. Auch von der longitudinalen Entwicklung des Schauers, mit deren Bestimmung man Teilchenwechselwirkungen studieren und das Primärteilchen identifizieren könnte, ist der Parameter, wie die Simulation zeigt, praktisch unabhängig.

Abstract

Study of Relative Arrival Time Distributions of Electron- and Muon-Components Measured in the KASCADE Central Detektor

The central detector of the KASCADE experiment contains, apart from a plane of 456 scintillation detectors used as trigger generators, another plane of 50 scintillation detectors (top cluster). The trigger plane allows measurements of arrival times of EAS muons with an energy threshold of $E_\mu > 0.4$ GeV. The top cluster measures charged particles and their arrival times. Muons with an energy threshold of 2 GeV are able to be selected with multewire proportional chambers (MWPC) under the hadron calorimeter. Because of the telescope-like structure of the detectors, muons seen in the top cluster can be separated from the electromagnetic pulses. Thus arrival times are examined separately for electrons, charged particles (electrons and muons) and muons with two energy thresholds. The observed temporal structure of the shower profiles (position and dispersion) and mainly the relative temporal distance of the different particle components (electrons, muons) are studied. The dependence on EAS-parameters recorded by the KASCADE array (distance to the shower center, shower size, zenith angle) and on the longitudinal shower development are examined. The measured data are compared with detailed Monte Carlo simulations of air shower development and detector characteristics. The experimental data show good agreement with the results from air shower simulations with the CORSIKA program. The arrival time difference of the electron and muon component shows a dependence on the distance to the shower center, however no visible dependence on the cosmic ray primary mass. Monte Carlo simulations indicate that the arrival time differences are practically insensitive to details of the longitudinal shower development.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Luftschauder	5
2.1 Laterale und longitudinale Entwicklung der Luftschauder	7
2.2 Ankunftszeitverteilungen der Schauerteilchen	10
3. Das KASCADE Experiment	13
3.1 Detektorarray	13
3.2 Myontunnel	14
3.3 Zentraldetektor	15
3.4 Detektoreigenschaften	19
3.4.1 Energie- und Zeitkalibration der Szintillationsdetektoren	19
3.4.2 Bestimmung des Zeitoffsets durch Ebenenanpassung	21
3.4.3 Zeitkalibration des Top-Clusters gegen die Triggerebene	25
4. Simulationsrechnungen	27
4.1 Das Programm CORSIKA	27
4.2 Ergebnisse der Simulation	30
4.2.1 Longitudinale Entwicklung der myonischen Komponente	31
4.2.2 Longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Komponente	34
4.2.3 Modellabhängigkeit	36
4.2.4 Abhängigkeit der Ankunftszeiten von allgemeinen Schauerparametern	37
4.2.5 Zeitparameter bei geringer Multiplizität	47

4.3	Detektorsimulation: Das CRES-Programmpaket	51
5.	Auswertung von KASCADE-Meßdaten	53
5.1	Schauerparameter	53
5.2	Myonzeiten	54
5.3	Energieabhängigkeit der Zeitmessung	55
5.4	Korrektur der Top-Cluster-Zeiten aufgrund unterschiedlicher Teilchendichte	56
5.5	Myon-Elektron-Separation im Top-Cluster	58
5.6	Analyse der Daten	60
5.7	Schauerselektionen	61
5.7.1	Messung der Schauerdicke	63
5.7.2	Analyse von relativen Ankunftszeitverteilungen	67
6.	Einordnung und Diskussion der Ergebnisse	77
7.	Abschlußbemerkung und Ausblick	83
A.	KASCADE-Kollaboration	88
	Literaturverzeichnis	89
	Abbildungsverzeichnis	97
	Tabellenverzeichnis	99

Kapitel 1

Einleitung

Unsere Erde ist einem ständigen Einfall von Teilchen aus dem Weltraum ausgesetzt. Dieser als kosmische Strahlung bezeichnete Teilchenfluß besteht in etwa zu 98 % aus Atomkernen und zu etwa 2 % aus Elektronen. Dabei setzen sich die Atomkerne zu 87 % aus Protonen, 12 % Helium und 1 % schweren Kernen [Lon 81] zusammen. Der Fluß der geladenen kosmischen Strahlung (Abb. 1.1) folgt oberhalb von 10^{11} eV abschnittsweise einem Potenzspektrum: $dI/dE = I_0 E^{-\gamma}$, wobei I den Teilchenfluß, E die Energie und γ den differentiellen Spektralindex darstellen. Bis zu der Energie von etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV beträgt der Spektralindex $\gamma \approx 2.7$. Bei dieser Energie findet eine relativ abrupte Änderung des Indexes auf $\gamma \approx 3$ statt. Die Ursache für diese als 'Knie' bezeichnete Änderung des spektralen Verlaufs ist bis heute ungeklärt. Mögliche Erklärungsversuche basieren auf der Änderung der Beschleunigungsmechanismen, der Änderung der chemischen Zusammensetzung und der Herkunft der Teilchen der kosmischen Strahlung. Bis zu Energien von einigen 10^{14} eV ist die Strahlung direkten Messungen mit ballon- oder satellitengestützten Detektoren zugänglich. Oberhalb dieser Energie wird der Fluß so gering, daß die effektive Fläche der Detektoren nicht mehr ausreicht, um die Strahlung mit genügender Statistik zu messen und zu identifizieren.

Für die Klärung der Ursache des Knies im Spektrum können daher nur indirekte Methoden, basierend auf der Beobachtung von ausgedehnten Luftschauern angewandt werden. Solche Luftschauer sind das Ergebnis der Wechselwirkung der primären Teilchen mit den Atomen der Luft. Durch die Messung der Intensitäten, lateralen Verteilungen und eventuell Energieverteilungen der Teilchen der verschiedenen Luftschauerkomponenten (Elektron-Photon-, Myon- und Hadronkomponente) am Boden

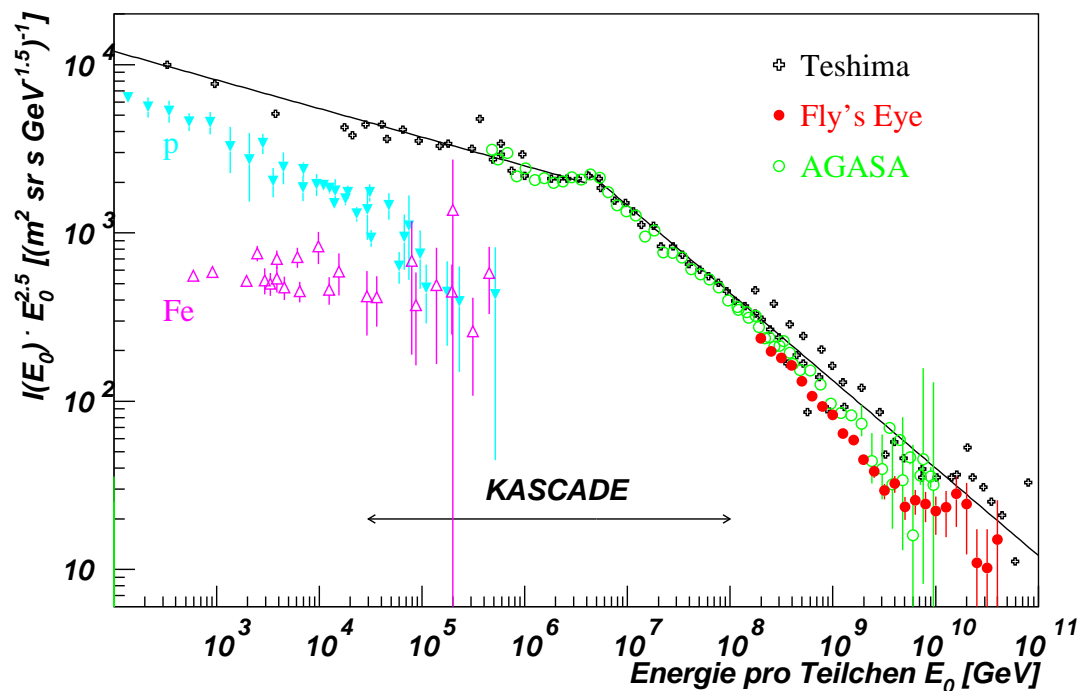


Abb. 1.1: **Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung:** Dargestellt sind Ergebnisse zusammengefaßt von Teshima [Tes 93], der Luftschauerexperimente Fly's Eye [Bir 93] und AGASA [Nag 92] [Yos 95] sowie Ergebnisse direkter Messungen im unteren Energiebereich für Protonen und Eisen. Der KASCADE zugängliche Energiebereich ist angedeutet. Zur Verdeutlichung des Knicks in dem sehr steilen Spektrum ist die Ordinate mit $E_0^{2.5}$ multipliziert (entnommen aus [Kna 97]).

lassen sich Rückschlüsse auf die Energie und Art des primären Teilchens ziehen. Weitere Observable, die Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung, welche von der Energie und Art des primären Teilchens abhängt, liefern, sind die Ankunftszeiten der Luftschauerteilchen, vor allem die der Myonen.

Seit der Entdeckung der kosmischen Strahlung [Hes 12] und dem gestiegenen Interesse am Studium von Luftschauern haben eine Reihe von Experimenten Ankunftszeiten der Schauerteilchen studiert. Die erste weitreichende Messung der Zeitfronten war neben den Messungen von Bassi [Bas 53] und einer Reihe von Versuchen, Ankunftszeiten von Luftschauerteilchen zu studieren (vgl. [MRN 50], [MPS 51], [Off 51] und [JeW 53]), die von Linsley und Scarsi [LiS 62] mit dem Volcano-Ranch-Experiment. Der betrachtete Energiebereich dieses Experiments war bei 10^{17} – 10^{18} eV, gemessen wurde die Verzögerung von Elektronen und Myonen. 1985 publizierte Linsley [Lin 86] eine Untersuchung zur Dicke

der Schauerscheibe mit letzterem Experiment. Er fand, daß sie von der primären Energie, dem Zenitwinkel, aber vor allem von dem Abstand zum Schauerzentrum abhängt. Der nach Linsley benannte Effekt, die Zunahme der Dicke der Schauerscheibe mit zunehmendem Abstand vom Schauerzentrum, wurde durch das Akeno Experiment [HDH 89] auf einer Höhe von 900 m 1989 im Abstandsbereich von 400–2500 m bestätigt. Eine weitere Untersuchung, durchgeführt mit diesem Experiment [Ino 89], welches die Schauerscheibe im Abstandsbereich unterhalb 75 m studierte, ergab eine empirische Formel der Abhängigkeit der Mittelwerte von Ankunftszeitverteilungen mit dem Abstand. Es wurden keinerlei Abhängigkeiten bezüglich Schauergröße, Schaueralter oder Zenitwinkel festgestellt. Myonankunftszeiten wurden bereits 1986 von Kakimoto et al. [Kak 86] im 10^{17} – 10^{18} eV Bereich mit dem Akeno Experiment studiert, welcher zuvor Myonankunftszeiten des Chacaltaya Experiments [Kak 83] untersucht hatte. Er fand neben der Abhängigkeit der Dicke der Myonscheibe vom Abstand zum Schauerzentrum eine Abhängigkeit von der Primärenergie, dem Zenitwinkel und der Energieschwelle der Myonmessung. Einen ähnlichen Energiebereich untersuchten bereits 1982 Blake et al. [Bla 82] mit dem Haverah Park Experiment, wobei herausgefunden wurde, daß die Dicke der Myonscheibe vom Abstand zum Schauerzentrum, vom Zenitwinkel und von der betrachteten Myonenergieschwelle abhängt. 1990 setzte Blake [Bla 90] die Dicke der Myonscheibe in Beziehung zur Elongationsrate, womit er einer Idee von Linsley [Lin 77] folgte; Watson und Wilson hatten 1981 und 1982 die Idee bereits untersucht [WaW 81] bzw. [WaW 82]. Die Elongationsrate beschreibt die Verschiebung des Schauermaximums als Funktion der primären Energie. Eine weitere Untersuchung der Myonscheibe fand 1986 in einem Experiment von de Villiers [Vil 86] an der südafrikanischen Universität von Potchefstroom statt. Er fand eine konstante Dicke der Myonscheibe für Abstände unterhalb von 60 m. In der Simulationsstudie von Mikocki et al. [Mik 87] wurden Ankunftszeiten in Bezug auf die γ -Hadron Trennung untersucht. Die Trennung war nicht signifikant, jedoch deckte die Studie Unterschiede der mittleren Verzögerung und Dicke der Schauerscheibe für Elektronen und Myonen zweier Energieschwellen auf. Eine neuere Untersuchung von Ankunftszeiten stammt von Agnetta et al. 1995 [Agn 95] und 1997 [Agn 97], der eine Messung mit einem RPC-System (Resistive Plate Counter) im Rahmen des GREX/COVER-PLASTEX-Detektorsystems des Haverah Park Experiments durchführte. Er bestätigte weder eine Abhängigkeit der Dicke und Verzögerung der Schauerscheibe von der Energie noch von dem Zenitwinkel. Ankunftszeiten von Myonen als Parameter zur Bestimmung der Art des Primärteilchens wurde im Rahmen

des KASCADE-Experiments auf der Basis von Simulationsrechnungen [Reb 95] [Bra 96] und experimentell untersucht [Foe 97] [Bra 98].

Mit einer umfassenden Untersuchung von Ankunftszeiten der Teilchen aller Komponenten mit dem KASCADE-Experiment kann für den meßbaren Energiebereich die Abhängigkeit der Ankunftszeiten von der longitudinalen Entwicklung untersucht werden. Die Messung erfolgt mit der experimentellen Anordnung des KASCADE-Experiments, die eine gleichzeitige Messung von Ankunftszeiten der verschiedenen Schauerkomponenten zuläßt, so daß Zeitabstände zwischen diesen Komponenten, insbesondere der Myon- und Elektronkomponente, bestimmt werden können. Ziel dieser Untersuchung ist es, die Zeitdifferenz von Elektron- und Myonkomponente auf folgende Aspekte hin zu untersuchen:

- Ist dieser Parameter geeignet, die longitudinale Schauerentwicklung zu studieren ?
- Ist dieser Parameter sensitiv auf die Masse des Primärteilchens ?
- Inwieweit ist die Simulation der Luftschauer und der Detektoren bzgl. der Ankunftszeit mit den experimentellen Daten verträglich ?

Nach einer kurzen Darstellung der wichtigsten Aspekte der Luftschauerentwicklung wird das KASCADE-Experiment durch eine Erläuterung der zugrundeliegenden Detektorkomponenten sowie der Detektoren, die für diese Arbeit die Zeitmessung lieferten, vorgestellt. Im Anschluß daran wird die Simulation der Luftschauer und der Detektoren erläutert. Ergebnisse der Simulation werden zunächst für den idealen Fall, d.h. ohne Berücksichtigung der Detektoren untersucht, um anschließend mögliche Detektoreffekte abschätzen zu können. Schließlich folgt die Auswertung der experimentellen Daten und der Vergleich der Ergebnisse mit Simulationsdaten im Zuge der Beantwortung der oberen Fragen. Die Arbeit schließt mit einem Vergleich der Ergebnisse mit denen bekannter Luftschauerexperimente.

Kapitel 2

Luftschauer

Tritt ein Teilchen der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre ein, so entstehen bei der Wechselwirkung mit den Kernen der Luft Protonen, Neutronen, π^- - und K^- -Mesonen sowie Kernfragmente. Aufgrund der hohen Energie des primären Teilchens verfügen auch die Sekundärteilchen über eine hinreichende Energie, um ihrerseits bei Stößen weitere Teilchen zu erzeugen. Es entsteht ein sogenannter ausgedehnter Luftschauer (Extensive Air-Shower). Die zentralen und zu Beginn hauptsächlich Energie transportierenden Teilchen p , n und π^\pm sowie K^\pm werden als hadronische Komponente bezeichnet.

Aus dem Zerfall der neutralen Pionen π^0

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

stammen γ -Quanten, welche die elektromagnetische Komponente einleiten, deren Entwicklung durch folgende Prozesse gesteuert wird.

- Die Paarbildung:

$$\gamma + \text{Kern} \longrightarrow e^- + e^+ + \text{Kern}.$$

Das γ -Quant wird in Anwesenheit eines Kernfeldes in ein Elektron/Positron-Paar umgewandelt. Dieser Wechselwirkungsprozeß findet statt, solange die Energie des γ -Quants größer als die Ruheenergie des Elektron-/Positron-Paares ($2 \cdot 0.51 \text{ MeV}$) ist.

- Die Bremsstrahlung:

$$e^{+/-} \longrightarrow e^{+/-} + \gamma.$$

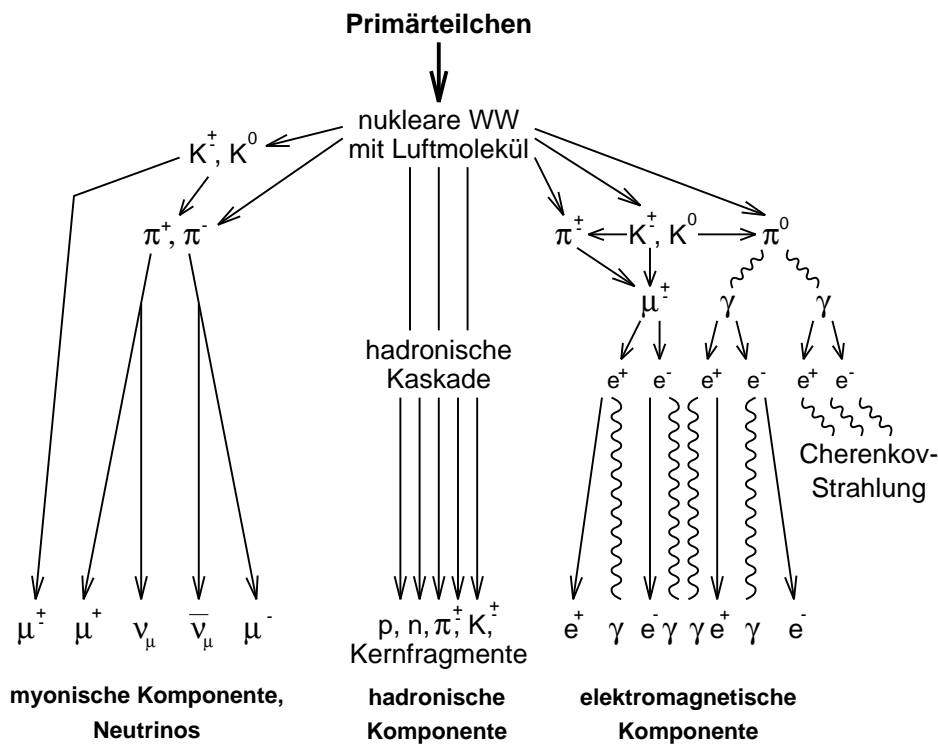


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Entwicklung der drei Schauerkomponenten.

Die Elektronen (Positronen) werden in den elektrischen Feldern der Luftatome abgebremst, wobei Photonen emittiert werden. Dieser Prozeß herrscht vor, solange die Elektronenenergie größer als die kritische Energie ($E_{krit} \approx 85 \text{ MeV}$) ist. Unterhalb der kritischen Energie des Mediums (Luft) überwiegt der Prozeß der Ionisation.

Aus dem Wechselspiel zwischen Paarbildung und Bremsstrahlung entsteht der elektromagnetische Teil des Schauers.

Aus dem Zerfall der geladenen Pionen π^{\pm} stammen Myonen und myonische Neutrinos:

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}),$$

Diese Reaktionen sind der wesentliche Ausgangspunkt der myonischen Komponente. Die Myonen zerfallen nach $2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (im Ruhesystem) in Elektronen und Neutrinos:

$$\begin{aligned} \mu^{-} &\longrightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}, \\ \mu^{+} &\longrightarrow e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}. \end{aligned}$$

Dieser Prozeß setzt in der Atmosphäre nur für niederenergetische Myonen ein, die hochenergetischen erreichen aufgrund der Zeitdilatation meist den Erdboden.

2.1 Laterale und longitudinale Entwicklung der Luftschauer

Die laterale Verteilung der Schauerteilchen der einzelnen Komponenten werden im wesentlichen durch folgende Wechselwirkungsprozesse bestimmt:

- $e^{+/-}$ der elektromagnetischen Kaskaden werden an den Luftmolekülen gestreut (\rightarrow Coulomb-Vielfachstreuung),
- auf Hadronen wird bei inelastischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen ein transversaler Impuls übertragen,
- die laterale Verteilung der Myonen wird durch den Pionenzerfall bestimmt.

An die Lateralverteilung der Elektronen läßt sich eine Anpassung einer NKG-Funktion vornehmen, welche sich aus theoretischen Überlegungen ergibt (siehe [KaN 58]):

$$f\left(\frac{r}{r_m}\right) = C(s) \cdot \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \cdot \left(\frac{r}{r_m} + 1\right)^{s-4.5} \quad (2.1)$$

wobei r den Abstand zur Schauerachse, r_m die Moliere-Länge, s das Schaueralter und $C(s)$ die Normierungskonstante bezeichnet. Die Lateralverteilung von Myonen wird gewöhnlich mit der Greisen-Funktion [Gre 60] beschrieben, die eine zur NKG-Formel äquivalente Form besitzt.

Ein Schauer der Energie von 10^{15} eV produziert typischerweise folgende am Boden nachweisbare Teilchen: ca. 500000 Photonen, 100000 Elektronen/Positronen und 10000 Myonen sowie 1000 Hadronen. Die Hadronen sind auf die ersten zehn Meter um die Schauerachse konzentriert. Eine breitere laterale Ausdehnung besitzt die e/γ -Komponente, ihr wesentlicher Anteil befindet sich innerhalb von etwa hundert Metern um die Schauerachse. Am weitesten ausgedehnt ist dagegen die myonische Komponente, deren laterale Ausdehnung bis zu mehreren hundert Metern reicht. Die Luftschauerteilchen treffen in sehr kurzer zeitlicher Folge

auf den Boden auf, 75 % aller Teilchen nahe der Schauerachse bewegen sich innerhalb einer 5 ns (≈ 1.5 m), hundert Meter entfernt innerhalb einer 25 ns dicken Scheibe.

Anhand der Messung von Observablen der drei Schauerkomponenten versuchen Luftschauerexperimente die kosmische Strahlung zu untersuchen, d.h. Rückschlüsse auf die Art und Energie des Primärteilchens zu ziehen. So ist z.B. das Verhältnis von Myonzahl N_μ zur Elektronenzahl N_e bei vielen Experimenten ein geeigneter Parameter zur Massentrennung. Außerdem geben die Formen der Lateralverteilungen der Sekundärteilchen am Boden einen Hinweis auf das Primärteilchen [KaK 95].

Unter der longitudinalen Entwicklung eines Luftschauers versteht man die Entwicklung der Anzahl der Schauerteilchen in Richtung der Schauerachse. Für den elektromagnetischen Teil eines Luftschauers gibt es eine Näherungsformel von Gaisser und Hillas [GaH 77], welche die Verteilung der Schauerteilchen angibt:

$$N(t) = N_{max} \cdot \left(\frac{t - t_0}{t_{max} - t_0} \right)^{\frac{t_{max} - t_0}{a + bt + ct^2}} \cdot e^{-\frac{t_{max} - t}{a + bt + ct^2}} \quad (2.2)$$

Die Formel beschreibt die Abhängigkeit der Anzahl der Schauerteilchen von der atmosphärischen Tiefe t und den sechs Parametern N_{max} , der Normierung, dem Startpunkt der Kaskade t_0 , dem Maximum t_{max} , und weitere Parameter a , b , und c , welche die Form vom Schauermaximum zum Boden hin beschreiben. In Abb. 2.2 ist beispielhaft die longitudinale Entwicklung der drei Schauerkomponenten dargestellt. Die elektromagnetische Komponente nimmt nach ihrem Maximum zum Boden hin relativ stark ab, wogegen die Abnahme der myonischen und hadronischen Komponente schwächer ausfällt. Die Formeln zur Beschreibung der lateralen und longitudinalen Entwicklung sind Lösungen von Diffusionsgleichungen, zu deren Beschreibung auf die gängige Literatur verwiesen wird [Gai 90], [Lon 81] und [Sok 89].

Mit der Bestimmung der longitudinalen Verteilung erhält man Kenntnis von Wechselwirkungsprozessen im Luftschauer, was dazu beiträgt, die Ziele der Messung von Luftschauern, d.h. die Bestimmung der Energie und Art des Primärteilchens zu erreichen. Die Wirkungsquerschnitte und Wechselwirkungslängen sind für verschiedene Primärteilchen und Energien unterschiedlich, weswegen sich Luftschauer, davon abhängig, unterschiedlich entwickeln.

Eine Möglichkeit, die longitudinale Schauerentwicklung zu messen, ist die Bestimmung von Myonradial-Winkelverteilungen [Ber 96], wobei die Winkel der am Boden gemessenen Myonen relativ zur Schauerachse

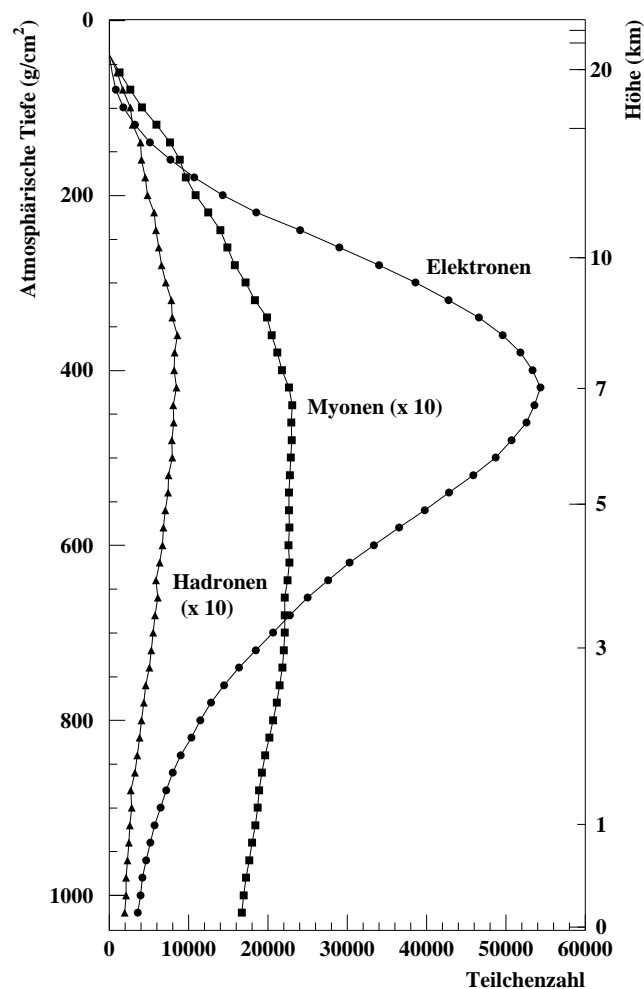


Abb. 2.2: **Longitudinale Schauerentwicklung** der drei Schauerkomponenten eines exemplarischen Schauers (Simulation: Proton, $1 \cdot 10^{14}$ eV). Hadronen und Myonen sind zur Verdeutlichung um einen Faktor 10 überhöht (entnommen aus [KnH 98]).

Aufschluß über deren Entstehungshöhen geben.

Bei der sogenannten 'Time-Tracking-Complementary'-Methode [Dan 94][Amb 97b] wird durch gleichzeitige Messung von Ankunftszeiten und Einfallswinkeln von Myonen auf die longitudinale Entwicklung geschlossen. Es wird vermutet, daß sich beide Informationen ergänzen.

Ein weiterer Versuch, die longitudinale Schauerentwicklung zu studieren, stellt die Messung des von den Elektronen des Schauers ausgelösten Cherenkov-Lichts [HiP 90] dar. Hierbei wird das Cherenkov-Licht auf eine Photomultiplierkamera abgebildet. Die laterale Intensitätsverteilung des Cherenkov-Lichts wird gemessen und anhand der lateralen Form werden Rückschlüsse auf die Lage des Schauermaximums gezogen.

Eine weitere Technik beruht auf der Messung des von den Luftschauerteilchen in der Atmosphäre ausgelösten Fluoreszenzlichtes, welches die Messung von sehr hochenergetischen Schauern zuläßt [Aug 95].

2.2 Ankunftszeitverteilungen der Schauerteilchen

Die Luftschauerteilchen bewegen sich größtenteils in einem zum Vergleich zur gesamten Länge des Schauers dünnen Band längs der Schauerachse. Die Differenzen in den jeweiligen Lorentz-Faktoren sowie in den freien Weglängen der Teilchen und ihrer Mutterteilchen verursachen eine Auffächerung der Ankunftszeiten, die am Boden gemessen werden. Die Geschwindigkeit der Elektronen weicht nur wenig von der Lichtgeschwindigkeit ab, so daß die Verzögerung der elektromagnetischen Komponente, häufig angegeben relativ zur Ankunftszeit des Schauerzentrums, im wesentlichen aus den durch Streuung verlängerten Laufwegen resultiert. Im Gegensatz dazu spielen bei Myonen, deren Streuungen bzw. Streuwinkel nicht so groß wie bei den Elektronen sind, vor allem die Unterschiede in ihren Geschwindigkeiten eine Rolle.

Die longitudinale Entwicklung spiegelt sich in der zeitlichen Variation der Luftschauerteilchen im folgenden wider: Bei Myonen, da sie aufgrund ihrer geringen Streuung direkt auf ihre Entstehungshöhe schließen lassen. Aus den Ankunftszeiten der Elektronen, gemessen in verschiedenen Abstandsintervallen, lassen sich ebenfalls Rückschlüsse auf deren longitudinale Entwicklung ziehen. Für feste Abstände vom Schauerzentrum resultiert aus der Anfangshöhe der zu dem jeweilige Elektron gehörenden elektromagnetischen Subkaskade ihr gesamter Laufweg und somit die Ankunftszeit des gemessenen Elektrons. Ankunftszeiten der hadronischen Komponente spielen für die Untersuchung der longitudinalen Entwicklung keine Rolle, da Elektronen und Myonen vor allem für große Abstände zum Schauerzentrum quantitativ weit überwiegen und es außerdem schwer ist, Ankunftszeiten der Hadronen zu messen.

Die resultierenden Ankunftszeitverteilungen, gemessen in unterschiedlichen Abständen zum Schauerzentrum, lassen sich durch ihre Breite (Schauerdispersion) sowie die zeitliche Lage relativ zu einem Bezugspunkt, wie z.B. der Ankunftszeit des Schauerkerns, charakterisieren (vgl. Abb. 4.5 aus Kap. 4.2.4).

Viele Luftschauerexperimente nutzen außerdem die Messung der Ankunftszeiten der Sekundärteilchen am Boden, um die Schauerrichtung

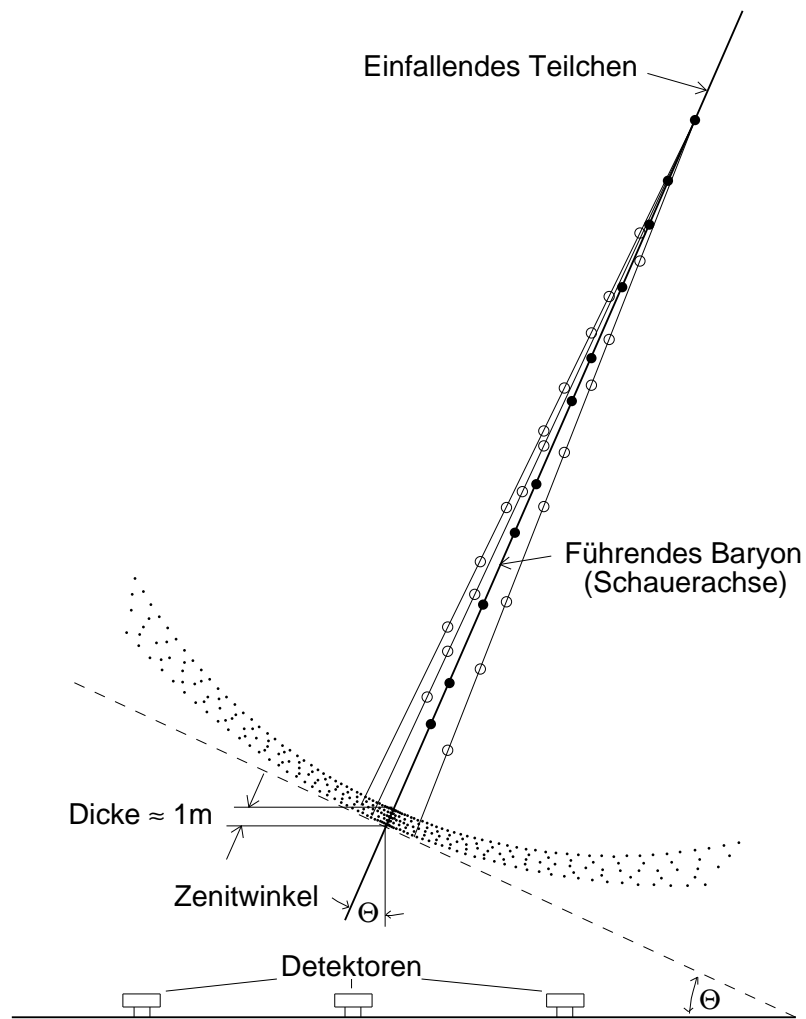


Abb. 2.3: Schematische Darstellung zur Messung der Schauerfront mit Detektoren am Boden.

zu bestimmen (vgl. Abb. 2.3). Der Schauer erreicht einige Detektoren früher als andere und zwar abhängig von der Schauerrichtung und dem geometrischen Aufbau des Experiments. Aus den gemessenen Differenzen zwischen den Detektoren lassen sich die Richtung des Schauers und somit des einfallenden Primärteilchens bestimmen.

Kapitel 3

Das KASCADE Experiment

Das KASCADE Experiment (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector) besteht aus verschiedenartigen Teilchendetektoren, die zur Messung von Luftschauerteilchen geeignet sind. Der Aufbau der Detektoren erlaubt die gleichzeitige Messung der elektromagnetischen, myonischen und hadronischen Schauerkomponente. KASCADE befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe, 110 m über dem Meeresspiegel auf 49° nördlicher Breite und 8° östlicher Länge. Das Experiment besteht aus einem Detektorarray in dessen Mitte sich ein Zentraldetektor befindet, es wird zur Zeit um den Myontunnel, einen weiteren Detektor zum Myonnachweis, erweitert. Ein schematischer Aufbau ist in Abb. 3.1 gegeben. Die Detektorkomponenten werden im folgenden kurz vorgestellt.

3.1 Detektorarray

Das Detektorarray besteht aus 252 Detektorstationen, die auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ in einem Gitter von 13 m angeordnet sind. Das Array ist in sechzehn sogenannte Cluster unterteilt, die aus 4×4 Detektorstationen gebildet werden mit Ausnahme der inneren Cluster, welche aus lediglich 15 Detektorstationen bestehen, um die Fläche für den Zentraldetektor auszusparen. Jedes einzelne Cluster kann unabhängig betrieben werden, da es von einer eigenständigen Kontrollstation betrieben wird. Die Detektorstationen bestehen im Außenbereich des Arrays aus zwei, im Innenbereich aus vier Flüssigkeitsszintillationszählern zur Messung der e/γ -Komponente (Abb. 3.2). In dem Außenbereich sind unter einer Absorberlage von 10 cm Blei und 4 cm Eisen Plastiksintillatoren angebracht, die

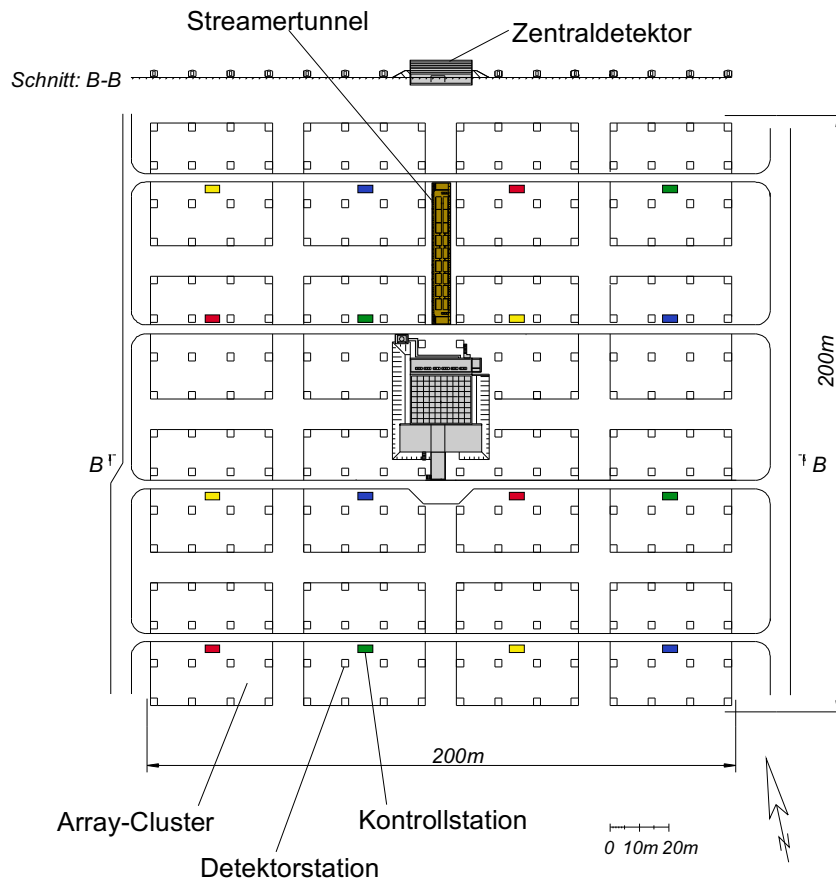


Abb. 3.1: **Schematische Darstellung des KASCADE Experiments.** In der Mitte des $200 \times 200 \text{ m}^2$ großen Detektorarrays ist der Zentraldetektor aufgebaut. Nördlich vom Zentraldetektor wird der Myontunnel installiert. Am oberen Rand des Bildes ist eine seitliche Aufsicht auf das Experiment gegeben.

zum Nachweis der myonischen Komponente konzipiert wurden [Kri 92].

3.2 Myontunnel

Noch im Aufbau befindet sich der Myontunnel, welcher aus drei Ebenen von Streamertubes mit einer Fläche von jeweils 144 m^2 bestehen wird (Abb. 3.3). Der Myontunnel soll dazu dienen, durch Messung von Ort und Richtung von Myonen in Korrelation mit der Messung der Schauerachse durch das Array, auf die Entstehungshöhen von Myonen zu schließen [Dau 99].

Abb. 3.2: **Schematischer Aufbau der Detektorstation des Arrays.** In einer Station befinden sich e/γ -Detektoren und unter einer Eisenplatte Myon-Detektoren.

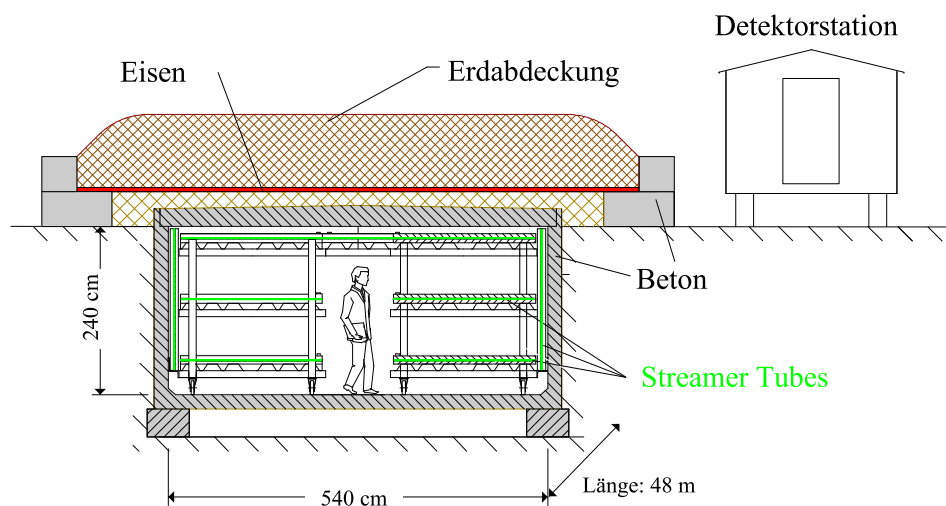


Abb. 3.3: **Schematische Darstellung des Myontunnels.** Unter einer Abschirmung von Erde, Beton und Eisen werden drei Lagen von jeweils 144 m^2 Streamer Tubes aufgebaut (Darstellung zeigt seitliche Ansicht).

3.3 Zentraldetektor

Der Zentraldetektor wurde mit dem Hauptziel konzipiert (Abb. 3.4), den Schauer kern von ausgedehnten Luftschauern zu studieren [Sch 98]. Der Nachweis der Hadronen im Schauer kern erfolgt mit einem Kalorimeter bestehend aus ca. 10000 Flüssigionskammern gefüllt mit Tetramethylsilan (TMS) bzw. Tetramethylpentan (TMP). Das Kalorimeter besteht aus acht Lagen, die jeweils eine Fläche von $20 \times 16 \text{ m}^2$ haben und

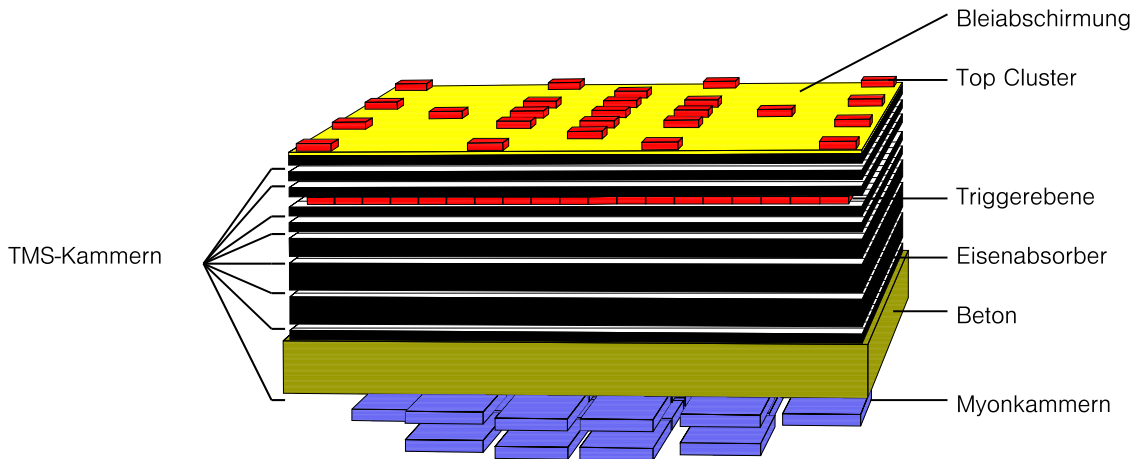


Abb. 3.4: **Zentraldetektor des KASCADE-Experiments.** Die schematische Darstellung zeigt die Detektoreinheiten Top-Cluster, Triggerebene, Myonkammern und Hadronkalorimeter sowie die integrierten Absorberlagen (vierfach überhöht).

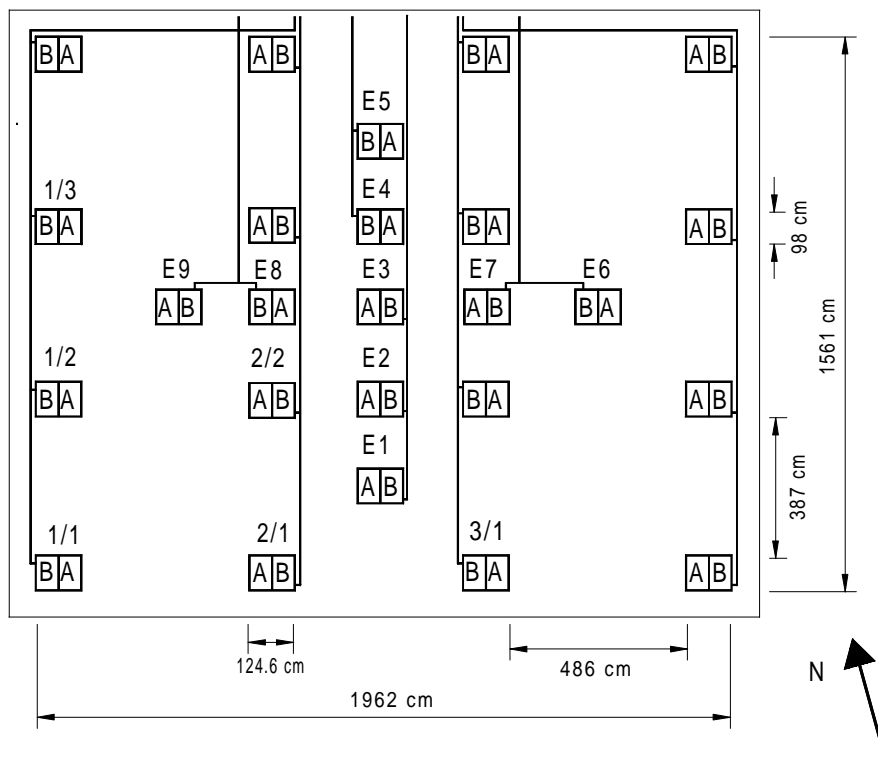


Abb. 3.5: **Schematischer Aufbau des Top-Clusters.** Mit A bzw. B sind die Detektoren einer Station bezeichnet, wobei die Signalkabel der jeweiligen Station vom Detektor B abgehen.

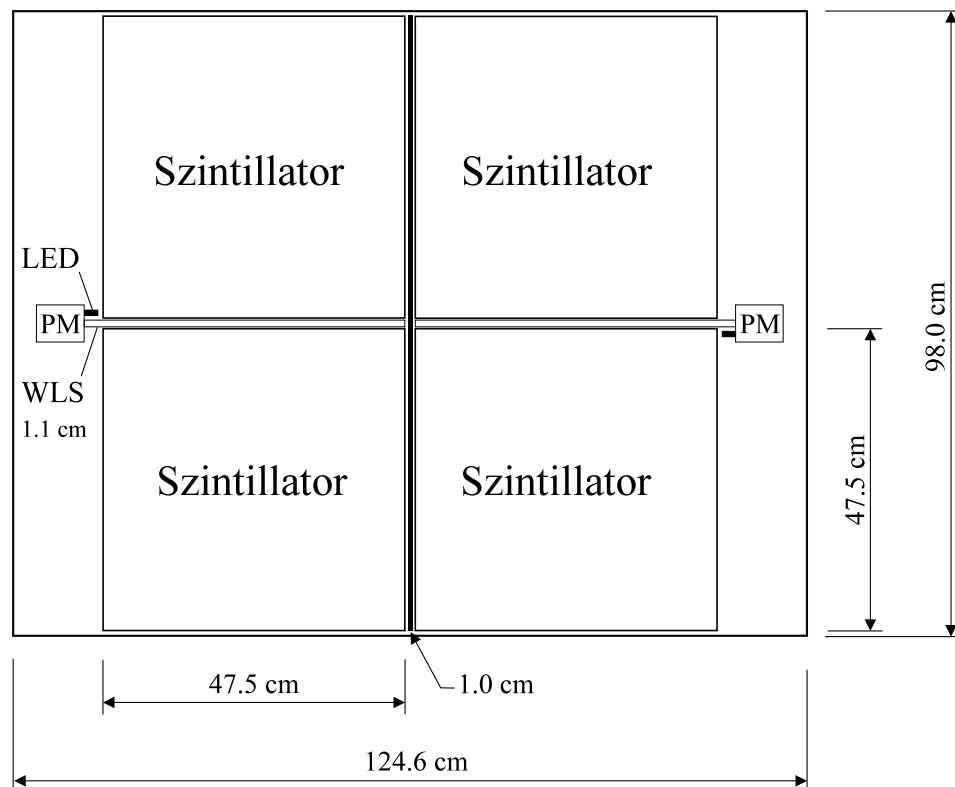


Abb. 3.6: **Schematischer Aufbau einer Top-Cluster-Station** gebildet durch zwei Detektoren bestehend aus je zwei Szintillatorplatten, Photomultipliern, Wellenlängenschieberstab und LED.

durch Eisen und Beton getrennt sind. Um die elektromagnetische Komponente möglichst effizient abzuschirmen, ist das Kalorimeter mit einer 5 cm dicken Bleischicht abgedeckt. Das Kalorimeter ist in der Lage, Energie, Ort und Einfallswinkel einzelner Hadronen mit $E_H > 20 \text{ GeV}$ zu bestimmen [Mie 94].

Zur Messung der hochenergetischen Myonen mit einer Energieschwelle von 2 GeV sind unterhalb des Kalorimeters zwei Lagen von Vieldraht-Proportionalkammern installiert. Eine Lage besteht aus jeweils 16 Kammern, die eine gesamte effektive Fläche von 131 m^2 haben, was einer Flächenbelegung von 41% der Zentraldetektorfläche entspricht. Die Lagen haben einen vertikalen Abstand von 38 cm. Mit den Myonkammern lassen sich Durchstoßpunkte von Myonen rekonstruieren, mit denen auf die Anzahl und die Richtung der Myonen geschlossen werden kann [Hau 96]. Das Top-Cluster wurde konzipiert, um die durch den Zentraldetektor bedingte Lücke der e/γ -Detektoren des Arrays zu schließen. Es besteht aus 25 Detektorstationen mit jeweils zwei Szintillationsdetektoren [Ant 98] [Haf 97]. Deren Anordnung ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt.

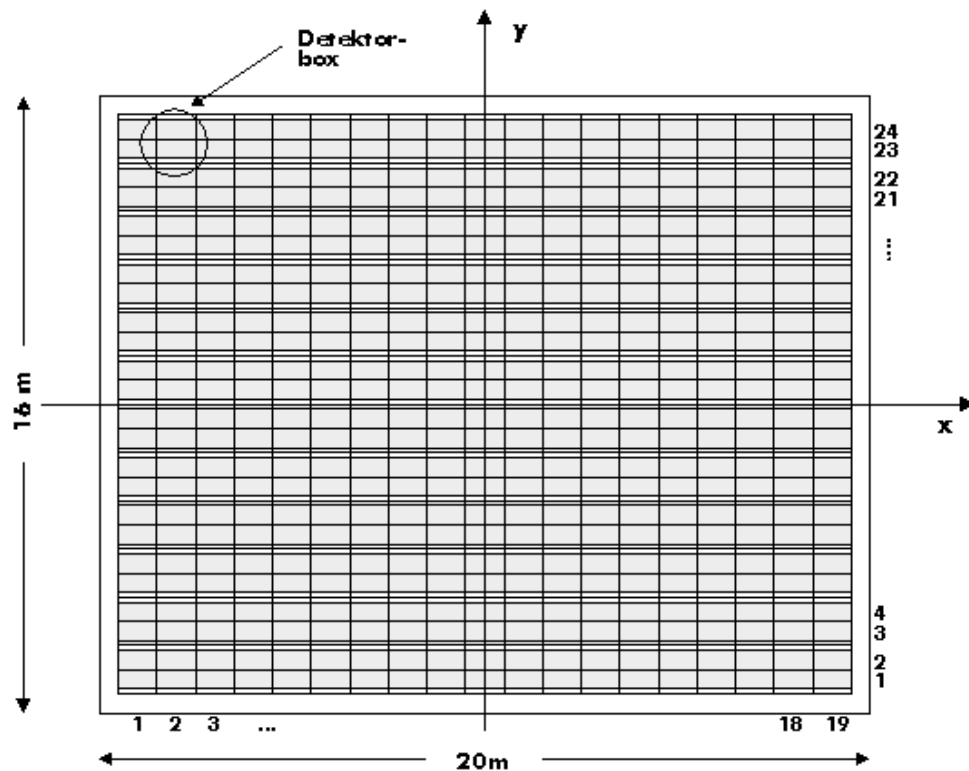


Abb. 3.7: Schematischer Aufbau der Triggerebene. 456 Detektoren sind in jeweils 19×24 Reihen angeordnet.

Die Flächenbelegung beträgt etwa 7.5%. Die Szintillationsdetektoren sind wie folgt aufgebaut (Abb. 3.6): In Aluminiumgehäusen befinden sich vier quadratische Szintillationsplatten der Größe $0.475 \times 0.475 \text{ m}^2$ mit einer Dicke von 3 cm, wobei zwei Szintillationsplatten zu jeweils einem eigenständigen Detektor zusammengefaßt sind. Es handelt sich bei den Szintillationsplatten um Plastikszintillatoren NE 114, die aus Polyvinyltoluol bestehen. Zwischen je zwei Szintillationsplatten befindet sich ein Wellenlängenschieberstab, durch den das Szintillationslicht in einen Photomultiplier geleitet wird. Vor den Photomultipliern ist eine Leuchtdiode (LED) angebracht, die mit einem Pulsgenerator betrieben wird und zur Zeitkalibration dient. Die Verarbeitung der Photomultipliersignale erfolgt mit einer umfangreichen Auslese-Elektronik (vgl. [Fes 97], [BrR 98] und [Rai 97]). Die Top-Cluster-Detektoren sind in der Lage, Zeiten bzw. Energiedepositionen einfallender Teilchen zu messen. Außerdem liefern die Top-Cluster-Detektoren Triggerimpulse für andere Detektorteile.

Das hauptsächliche Triggerelement des Zentraldetektors von KASCADE ist die Triggerebene unterhalb der dritten Lage des Kalorimeters, was einer materiellen Abschirmung von 340 g/cm^2 entspricht. Die Trigger-

ebene besteht aus 456 Plastikszintillatoren desselben Typs wie die des Top-Clusters. Sie sind in 24×19 Reihen angeordnet (Abb. 3.7). Die gesamte Fläche der Triggerebene beträgt 285 m^2 , wovon ca. 73% mit aktiver Detektorfläche belegt ist. Neben der Triggerung des Experiments mißt die Triggerebene Lage, Ankunftszeiten sowie Energiedepositionen von Luftschauerteilchen. Aus den Energiedepositionen kann auf die Teilchendichte geschlossen werden. Die Energieschwelle für Myonen, oberhalb derer eine Messung möglich ist, liegt bei 0.4 GeV. Durch koinzidente Messung mit den Myonkammern können Myonen mit einer Energieschwelle von 2 GeV selektiert werden [Foe 97].

3.4 Detektoreigenschaften

Die für die Zeitmessung relevanten Detektoren von Triggerebene und Top-Cluster sind in ihrem Aufbau identisch. Ihre Eigenschaften wie das Zeitverhalten, Energie- und Zeitkalibration werden im folgenden beschrieben.

3.4.1 Energie- und Zeitkalibration der Szintillationsdetektoren

Die Information über die in den Detektoren durch Teilchen deponierte Energien wird mit ADCs (Analog Digital Converter) nach zwei unterschiedlich verstärkenden Signalwegen digitalisiert, die sich durch einen Verstärkungsfaktor von etwa 27 unterscheiden. Der höherverstärkende Signalweg wird als Myonzweig, der niederverstärkende als Hadronzweig bezeichnet. Die Hochspannung der Detektoren wurde so gewählt, daß das Maximum der Verteilung der deponierten Energie einzelner Myonen im Detektor in einem festen Kanal (50) des Myonzweigs liegt. Es zeigt sich jedoch, daß die Lage des Maximums auch wesentlich aufgrund der Qualität der Photomultiplier sowie äußerer Einflüsse wie z.B. der Temperaturdrifts differieren kann. Wie GEANT-Simulationsrechnungen [GEA 93] zeigen, liegt die wahrscheinlichste Energiedeposition für den verwendeten Detektor bei 6.4 MeV [Ama 95]; maßgeblich ist neben der Art die Dicke (3 cm) des Szintillators. Mit Hilfe dieses Energiewertes werden die Kanäle des Myonzweiges kalibriert. Abbildung 3.8 (a) und (b) zeigen das Kanalspektrum einzelner Myonen aufgezeichnet mit dem Myon- und Hadronzweig.

Der Kanal der wahrscheinlichsten Energiedeposition wird mit Hilfe der Anpassung einer Landauverteilung [Lan 44] an das Kanalspektrum des

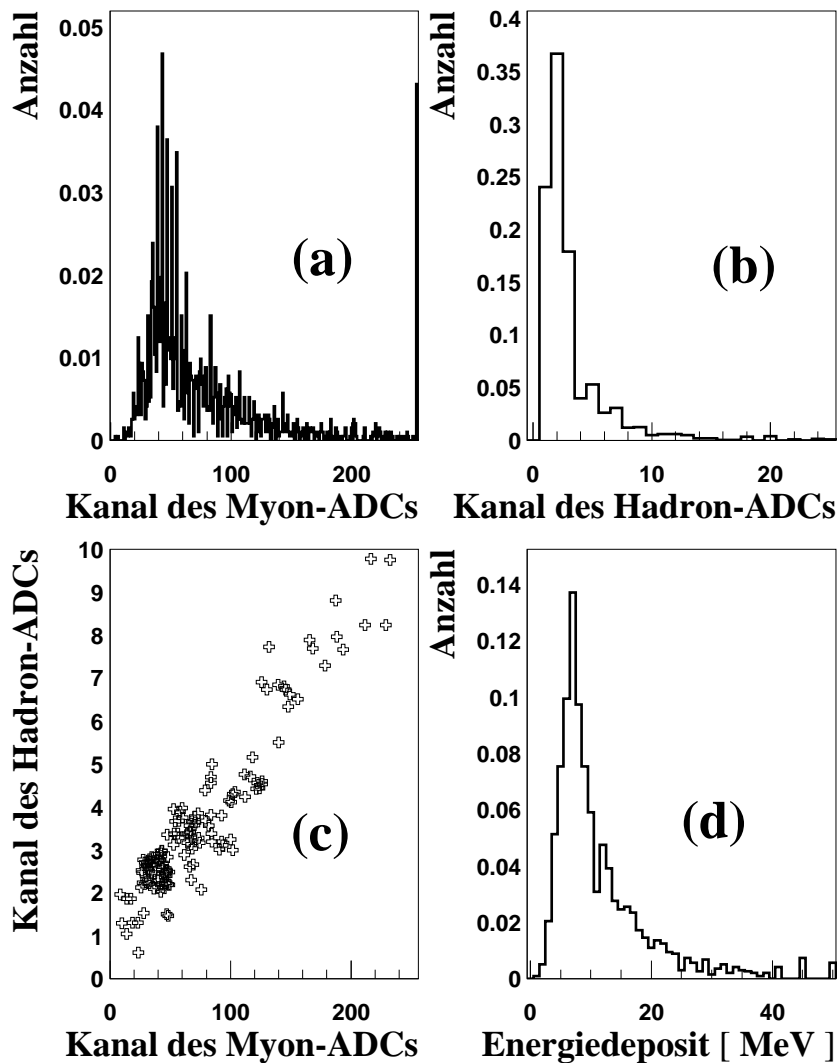


Abb. 3.8: **Energiekalibration der ADCs mit unkorrelierten Myonen:** ADC-Kanalspektrum (normiert) unkorrelierter Myonen, (a) Myonzweig, an den eine Landaufunktion angepaßt wird, (b) Hadronzweig, (c) Beziehung zwischen den ADCs des Hadronzweiges sowie denen des Myonzweiges, an deren Beziehung eine Gerade angepaßt wird und (d) aus der Kalibration gewonnene Energiedepositionsverteilung (Intensität normiert).

Myon-Zweiges bestimmt; die Landauverteilung beschreibt statistische Fluktuation beim Energieverlust der Teilchen durch Ionisation. Der erhaltene Umrechnungsfaktor zwischen Energie und Kanalnummer wird zur Kalibration verwandt. Dieses geschieht unter der Annahme, daß sich die ADCs im Meßbereich linear verhalten. Die Kalibration des Hadron-Zweiges erfolgt mit Hilfe einer Geradenanpassung zwischen Myon- und Hadron-Zweig (Abb. 3.8 (c)), womit der durch die Elektronik bedingte

theoretische Verstärkungsfaktor überprüft wird. In Abbildung 3.8 (d) ist das aus der Kalibration resultierende Myonspektrum in der Energieskala dargestellt.

Die Zeitmessung der Detektoren erfolgt innerhalb einer Periode des zur Triggerebenen- bzw. zur Top-Cluster-Elektronik gehörenden 10 MHz Taktes, welcher sich aus der zentralen Uhr des Experiments ergibt. Die Zeitinformation wird dabei mit Hilfe eines TAC (Time-to-Amplitude-Converter) in ein Spannungssignal umgesetzt. Zur Digitalisierung des TAC-Signals wird ein 8-Bit-ADC des Typs MC44250 verwendet. Die Lage des Zeitsignals in einem $1.5 \mu\text{s}$, d.h. in 15 Perioden breiten Intervall wird mit einem 4-Bit Zähler bestimmt.

Zur Kalibration der Zeitmessung werden mit Hilfe der an den Detektoren angebrachten Leuchtdioden zu diesem Referenztakt unkorrelierte Impulse erzeugt, deren zeitliche Breite durch die Elektronik auf ca. 25 ns beschränkt ist. Der TAC mißt die zeitliche Lage dieses Pulses gegen einen 10 MHz Takt, so daß die Breite des erhaltenen Spektrums einer 100 ns Periode entsprechen muß. Dieses Spektrum, welches die Form eines Kastens hat, wird auf die mittleren 200 der 256 Kanäle der ADCs abgebildet. Ein ADC-Kanal sollte daher 0.5 ns entsprechen. Tatsächlich besitzen die verwendeten ADCs eine große differentielle Nichtlinearität, wogegen sie sich integral linear verhalten. Die Breiten der Kanäle können zwischen 0.1 und 0.9 ns schwanken. Daher wird das erzeugte Kastenspektrum von den ADCs nicht als Kasten dargestellt, sondern besitzt bei Kanälen geringerer Breite eine geringere, bei größerer Breite eine höhere Anzahl von Einträgen (siehe Abb. 3.9).

Zur Korrektur der differentiellen Nichtlinearität werden die zeitlichen Breiten der Kanäle entsprechend der Anzahl ihrer Einträge vergrößert bzw. verkleinert. Diese Prozedur ist in die Datenaufnahmesoftware implementiert.

3.4.2 Bestimmung des Zeitoffsets durch Ebenenanpassung

Die gemessenen Zeiten sind zwischen den Detektoren der Triggerebene bzw. des Top-Clusters gegeneinander verschoben. Dieser Offset in der Zeitbestimmung hat seine Ursache in möglichen Unterschieden der Laufzeiten in der Elektronik und in unterschiedlichen Kabellängen. Eine Möglichkeit der Korrektur ist die Relativeichung mit Hilfe eines Referenzdetektors (vgl. [Hae 96]), der nacheinander über allen Detektoren angebracht wird, wobei alle Zeitoffsets zu dem Referenzdetektor bestimmt

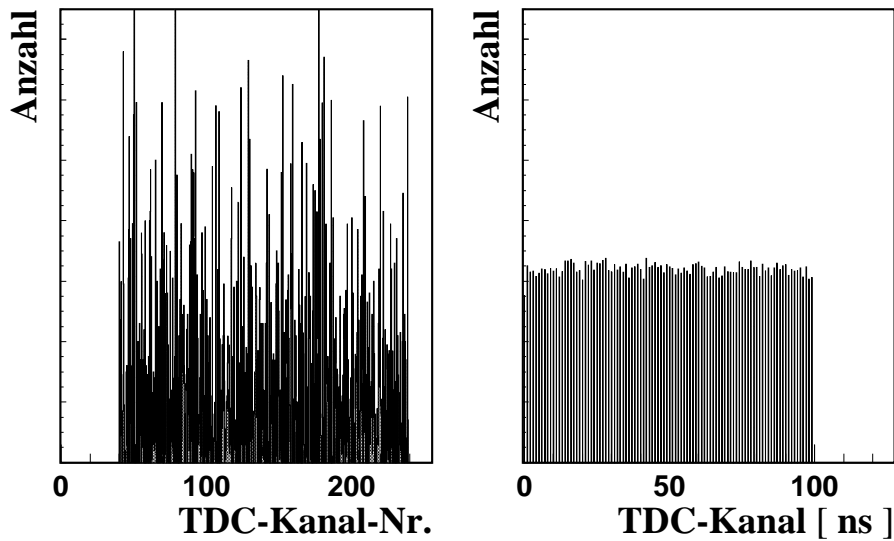


Abb. 3.9: **Korrektur der Nichtlinearität der ADCs.** (links): Von den ADCs digitalisiertes Kastenspektrum, (rechts): ein sich nach der Korrektur der Nichtlinearität ergebendes Kastenspektrum.

werden. Die in den Detektoren gemessenen Zeiten werden anschließend um den jeweiligen Offset korrigiert. Da die Zeitoffsets wegen ihrer Drifts regelmäßig kontrolliert werden müssen, ist dieses Verfahren für den Dauerbetrieb allerdings zu umständlich.

Eine bessere Möglichkeit, die relativen Offsets zu bestimmen, liegt in den experimentellen Daten selbst. Die Teilchen der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers treffen auf die Detektoren in einer dünnen Scheibe (siehe Kap. 4). Die Schauerfront kann, angesichts der geringen geometrischen Ausdehnung des Zentraldetektors, als eben betrachtet werden. Diese Tatsache macht man sich zunutze, um den Zeitoffset in den Top-Cluster-Detektoren zu bestimmen. Dabei wird an die registrierten Zeiten an den verschiedenen Detektorpositionen eine Ebene angepaßt. Die registrierten Zeiten t_i müssen hierbei die Hessesche Normalform erfüllen:

$$\vec{n} \cdot \vec{r} + k = c \cdot t_i, \quad (3.1)$$

wobei \vec{r} den Detektorpositionen, $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ dem Normalenvektor der anzupassenden Ebene sowie c der Geschwindigkeit der Schauerfront entspricht. Die Geschwindigkeit c ist mit der Lichtgeschwindigkeit identisch. Zur Bestimmung von \vec{n} , also der Lage der Ebene, genügen drei Stützstellen. Da in der Regel mehr als drei Stützstellen zur Verfügung stehen, wird die Lage der Ebene durch eine Minimierung der Abstandsquadrate der Punkte zur Ebene berechnet:

$$\sum_i (\vec{n} \cdot \vec{r}_i + k - ct_i)^2 \stackrel{!}{=} Min \quad (3.2)$$

Die Minimierung von Gleichung 3.2 erfolgt durch partielle Differentiation nach den Variablen n_x, n_y, n_z sowie k , wodurch man ein System aus vier linearen Gleichungen erhält (vgl. [Dob 96], [Sch 93]).

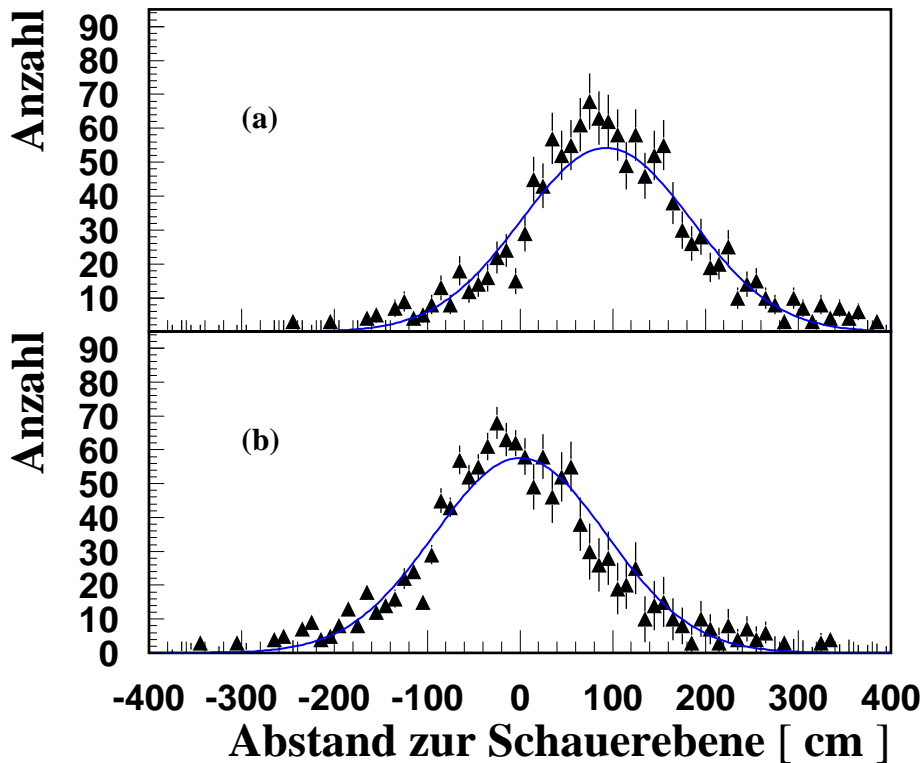


Abb. 3.10: **Offsetkorrektur der gemessenen Zeiten:** In einem Detektor des Top-Clusters registrierte Zeiten von Schauerteilchen (a): vor der Offsetkorrektur, (b): nach der Offsetkorrektur in Einheiten des Abstands zur rekonstruierten Ebene.

Solche Ebenen werden für viele Schauereignisse, für die mindestens sechs Detektoren ein gültiges Zeitsignal haben, rekonstruiert. In der Regel wird ein Datenlauf benutzt, was ca. 30000 Ereignissen entspricht. Jeder Datenlauf wird somit entsprechend kalibriert.

Danach werden die Zeiten in mehreren Iterationsschritten in Richtung dieser Ebenen korrigiert. Diese Iteration wird solange ausgeführt, bis die Abweichungen unter einem bestimmten Wert liegen und die dabei ermittelten Zeitoffsets (Differenzen der Mittelpunkte der an die Zeiten angepaßten Gaußfunktionen) werden dann bei jeder Zeitmessung berücksichtigt.

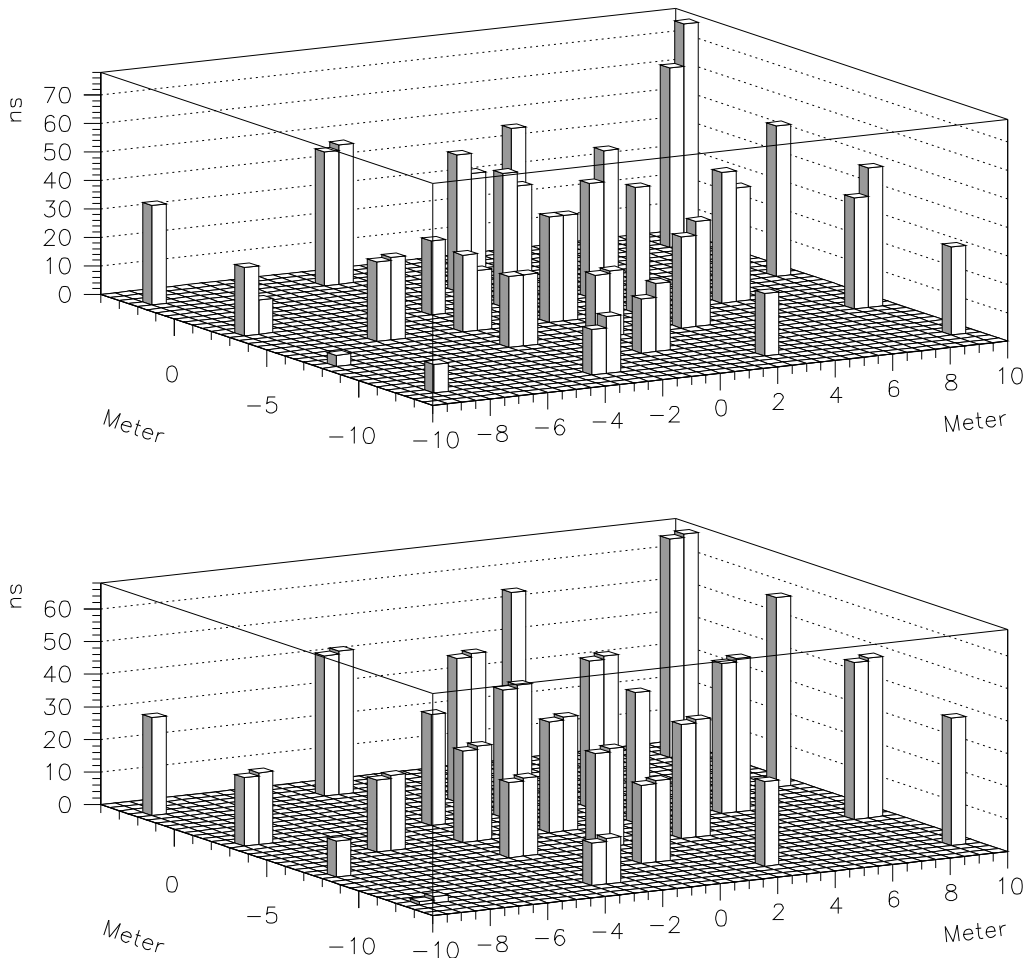


Abb. 3.11: **Beispiel eines offsetkorrigierten Ereignisses** gemessen mit dem Top-Cluster. Relative Zeiten eines vom Top-Cluster gemessenen Schauers: (oben) vor der Offsetkorrektur, (unten) nach der Offsetkorrektur.

Abbildung 3.10 zeigt die registrierten Zeiten von Schauern eines Datenlaufs in einem Detektor vor bzw. nach der Offsetkalibration. Die Zeiten sind in Einheiten des Abstandes zur rekonstruierten Ebene angegeben, die für den jeweiligen Schauer bestimmt wurde. Eine zusätzliche Bedingung, z.B. daß die Position des Schauerkerne nicht weit vom Top-Cluster entfernt liegt, wurde nicht gefordert. Obwohl mit zunehmendem Abstand vom Schauerzentrum auch die Schauerkrümmung ansteigt, sollte die Ebenenapproximation der Schauerfront auch bei größerem Abstand zum Schauerkerne ausreichend sein.

Abbildung 3.11 zeigt beispielhaft die relativen Ankunftszeiten der Teilchen eines Schauers gemessenen mit dem Top-Cluster vor bzw. nach der

Offsetkalibration. Die Offsetkalibration der Triggerebene erfolgt analog zu der des Top-Clusters. Hierbei wird anstelle der elektromagnetischen die myonische Schauerfront mit einer Ebene angenähert.

3.4.3 Zeitkalibration des Top-Clusters gegen die Triggerebene

Die Top-Cluster- sowie die Triggerebenen-Detektoren werden nach der oben beschriebenen Methode zeitgeeicht. Zwischen den in den beiden Meßsystemen gemessenen Zeiten besteht jedoch, aufgrund des getrennten Aufbaus, eine unbekannt große Zeitdifferenz. Zur Bestimmung dieser Differenz, d.h. zur Kalibrierung der beiden Detektorsysteme gegeneinander, werden einzelne Myonen verwendet. Es werden hierbei Myonen, die in den Myonenkammern nachgewiesen werden, geometrisch in die Triggerebene und von dort in das Top-Cluster zurückverfolgt; dabei wird angenommen, daß die Myonen den Zentraldetektor näherungsweise geradlinig durchqueren. Diese Annahme ist für Myonen mit einer mittleren Energie im Schauer von 10 GeV mit einer Streuung von 1.3° gut erfüllt [Hoe 93]. Anhand der beiden Zeitsignale in Top-Cluster- und Triggerdetektoren sowie der Zeit, die das Myon auf der geraden Strecke vom jeweiligen Top-Cluster- zum Triggerdetektor benötigt, läßt sich nun die gesuchte Zeitdifferenz bestimmen.

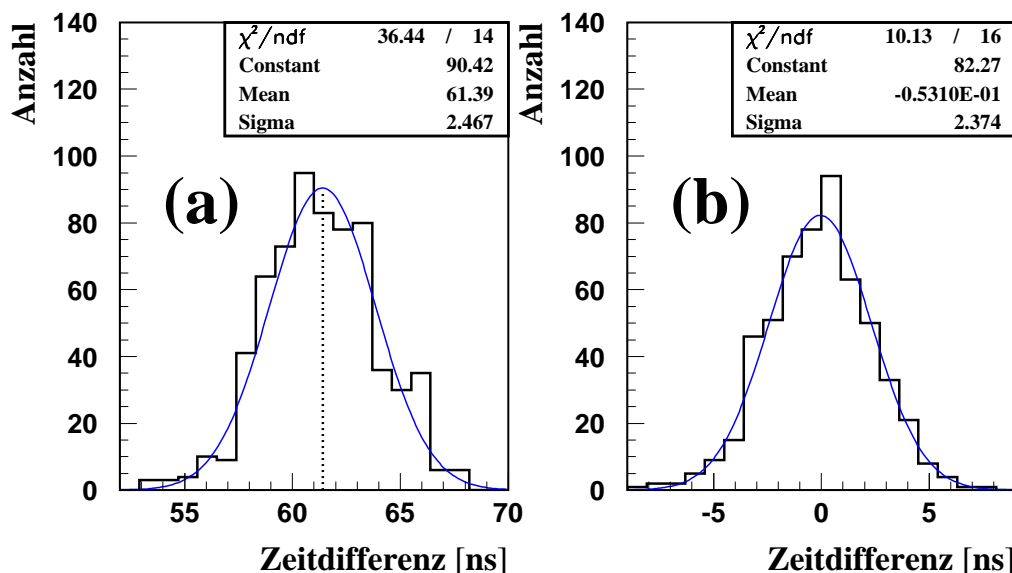


Abb. 3.12: Zeitkalibration des Top-Clusters gegen Triggerebene: Laufzeitkorrigierte Differenzen der Ankunftszeiten der identifizierten Myonen. (a): Meßdaten, (b): Simulationen.

Die Verlängerung der Flugzeit der Myonen aufgrund der Vielfachstreuung wurde hierbei nicht berücksichtigt, dürfte aufgrund des geringen Abstands von Triggerebene und Top-Cluster jedoch zu vernachlässigen sein. In Abbildung 3.12 (a) sind die Differenzen der Ankunftszeiten dargestellt, im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulation in Abbildung 3.12 (b). Bei der Simulation werden einzelne Myonen mit Energien zwischen 2 und 10 GeV und einigen Grad Richtungsvariation auf den Zentraldetektor 'geworfen'. Die Detektorantwort wird dann mit der in Kapitel 4.3 beschriebenen Detektorsimulation bestimmt.

Der Mittelwert der experimentellen Verteilung, ermittelt aus der Anpassung einer Normalverteilung, liefert mit 61.4 ns den gewünschten Zeitoffset. Die Standardabweichung dieser Verteilung ist ein Maß für die Gesamtzeitauflösung zweier Detektoren gegeneinander. Da die Detektoren von Triggerebene und Top-Cluster identisch sind, erfolgt als Faltung ihrer Auflösungen $\sigma_{ges} = \sqrt{2 \cdot \sigma^2}$, bei der einzelnen Auflösung von $\sigma \approx 1.7$ ns eine Gesamtauflösung von $\sigma_{ges} \approx 2.3$ ns, was sowohl mit Simulation und Daten verträglich ist. Außerdem liefert die Methode eine Überprüfung der Zeitauflösung [Fes 97].

Kapitel 4

Simulationsrechnungen

4.1 Das Programm CORSIKA

Das Programm CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) wurde zur Simulation von Luftschauern im Zusammenhang mit dem KASCADE-Experiment entwickelt [Hec 98], [KnH 93]. CORSIKA wird seit seiner Entstehung 1989 weiterentwickelt. In dieser Arbeit kam Version 5.62 zum Einsatz. Das Programm erlaubt die Simulation von Schauern, welche durch primäre Photonen, Protonen und Atomkerne ausgelöst werden. Die simulierbaren Primärenergien reichen dabei bis zu 10^{20} eV.

Für die gewünschten Observationshöhen können die Parameter sämtlicher Schauerteilchen ausgegeben werden. Die Schichtung der Luft wird mit dem US-Standardatmosphären-Modell beschrieben [Wea 86].

Beim Transport der Teilchen durch die Atmosphäre längs ihrer Flugbahnen wird die Ablenkung durch das Erdmagnetfeld berücksichtigt.

CORSIKA beinhaltet zur Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen mehrere bekannte Modelle. Zur Simulation der niederenergetischen ($E_{lab} < 80$ GeV) hadronischen Wechselwirkung wird das GHEISHA [Fes 85]-Programm benutzt. Zur Beschreibung hochenergetischer hadronischer Wechselwirkungen sind in CORSIKA fünf verschiedene Wechselwirkungsmodelle implementiert. Diese sind zum einen das VENUS- [Wer 93], QGSJET- [Kal 95] und DPMJET- [Ran 95] Modell, denen zur Beschreibung inelastischer Wechselwirkungen die Gribov-Regge-Theorie [Gri 83] zugrundeliegt. Wesentliche Unterschiede zwischen diesen Modellen liegen in der Behandlung der sogenannten 'weichen' und 'harten' Prozesse [Kna 97]. Außerdem ist eine Beschreibung durch das Minijet-Modell SIBYLL [Fle 94] sowie dem HDPM [Cap 92]-Generator

möglich. Der elektromagnetische Teil der Schauerentwicklung kann mit dem EGS4 [NHR 85]-Programm simuliert werden, welches alle wichtigen elektromagnetischen Wechselwirkungen enthält. Desweiteren kann eine analytische Berechnung der Schauerentwicklung der elektromagnetischen Komponente durch die NKG-Formeln erfolgen (vgl. Kap. 2.1).

Die für diese Arbeit verwendete Programmoption ist das EGS4-Modell, da eine detaillierte Simulation aller Teilchen zur Analyse von Ankunftszeitverteilungen notwendig ist. Zur Simulation der hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungen kommt das QGSJET-Modell zur Anwendung. Ein geringerer Anteil der Simulationen wird zu Vergleichszwecken für signifikante Energien mit dem VENUS-Modell generiert.

Zur Beschreibung der verschiedenen Primärmassen der kosmischen Strahlung werden exemplarisch primäre Protonen, Sauerstoff- und Eisenkerne benutzt. Die Energien der Primärteilchen werden in einem Bereich von $5 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{16}$ eV gewählt, wobei der differentielle Fluß durch ein Potenzgesetz mit dem Spektralindex $\gamma = -2.7$ beschrieben wird. Eine Änderung des Spektralindex an der 'Knie'-Position ($\approx 3 \cdot 10^{15}$ eV) wird dabei nicht berücksichtigt. Da auch für den gesamten Energiebereich, d.h. auch für hohe Energien in den Simulationen eine ausreichende Statistik vorhanden sein soll, werden die Simulationen in fünf sich überdeckende Energieintervalle mit einer etwa gleichen Anzahl von Ereignissen eingeteilt (Tab. 4.1). Innerhalb dieser Intervalle werden die Energien nach dem $E^{-2.7}$ -Spektrum gewählt. Anschließend werden diese Intervalle entsprechend gewichtet, so daß das gewünschte Energiespektrum resultiert. Die Zenitwinkel werden

E [eV]	p	O	Fe
$\theta = 0^\circ - 15^\circ$			
$5.0 \cdot 10^{14} - 1.4 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$8.4 \cdot 10^{14} - 2.3 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$1.4 \cdot 10^{15} - 3.9 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$2.3 \cdot 10^{15} - 6.5 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$3.9 \cdot 10^{15} - 1.0 \cdot 10^{16}$	120	120	120
$\theta = 15^\circ - 20^\circ$			
$5.0 \cdot 10^{14} - 1.4 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$8.4 \cdot 10^{14} - 2.3 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$1.4 \cdot 10^{15} - 3.9 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$2.3 \cdot 10^{15} - 6.5 \cdot 10^{15}$	200	200	210
$3.9 \cdot 10^{15} - 1.0 \cdot 10^{16}$	120	120	120
$\theta = 20^\circ - 40^\circ$			
$5.0 \cdot 10^{14} - 1.4 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$8.4 \cdot 10^{14} - 2.3 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$1.4 \cdot 10^{15} - 3.9 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$2.3 \cdot 10^{15} - 6.5 \cdot 10^{15}$	200	200	200
$3.9 \cdot 10^{15} - 1.0 \cdot 10^{16}$	200	200	200

Tab. 4.1: Anzahl der simulierten Schauer in verschiedenen Energie- und Zenitwinkelintervallen, wobei der Azimutalwinkel zwischen 0° und 360° gleichverteilt ist.

in drei Intervallen von 0° – 40° in einer $\sin\theta \cdot \cos\theta$ -Verteilung gewählt, was die isotrope Verteilung der kosmischen Strahlung widerspiegelt und die Nachweiswahrscheinlichkeit eines planaren Detektorsystems berücksichtigt. Die Azimutalwinkel werden gleichverteilt gewählt. Als Energieschwellen werden für Hadronen und Myonen 0.1 GeV , für Elektronen und Photonen 1 MeV verwendet. CORSIKA gibt für jedes den Boden erreichende Teilchen die Parameter: Impuls, Ort und Art aus. Die Zeiten werden relativ zur Zeit der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens ausgegeben. Die Zeiten der Schauerteilchen werden in CORSIKA je nach Schauerkomponente auf unterschiedliche Weise berechnet:

- Die aus der ersten Wechselwirkung entstandenen Hadronen bzw. Mesonen verlieren auf ihrer Bahn bis zur nächsten Kernreaktion kontinuierlich Energie, d.h. ihre Geschwindigkeit nimmt kontinuierlich ab. Das Zeitintervall dt des Teilchens zum nächsten Reaktionspunkt wird folgendermaßen berechnet: $dt = \frac{\ell}{2c} \left(\frac{1}{\beta_a} + \frac{1}{\beta_b} \right)$, wobei β_a die Geschwindigkeit am Anfang und β_b am Ende der Flugstrecke sowie ℓ die Länge der Flugstrecke darstellen. Der kontinuierliche Energieverlust wird somit lediglich näherungsweise behandelt. Die Vielfachstreuung bleibt für Hadronen und Mesonen unberücksichtigt. Weitere entstehende Hadronen werden, bis sie den Boden erreichen, in einer entsprechenden Weise behandelt.
- Die Zeiten der Myonen setzen sich aus denen der Ausgangsteilchen (Pionen) und der entsprechend ihrer Flugbahn ermittelten Zeit zusammen. Die Vielfachstreuung der Myonen wird dabei so behandelt, daß jedes Myon auf der Hälfte der Flugstrecke einer Streuung unterliegt. Der Streuwinkel wird dabei nach einer Gausschen Approximation der Moliere-Streuung [Mol 47] berechnet: $\langle \theta^2 \rangle = \frac{\lambda}{\lambda_s} \left(\frac{E_s}{m\gamma\beta^2} \right)^2$, wobei θ der Streuwinkel, $E_s = 0.021 \text{ GeV}$ die Streukonstante, m , γ und β die Masse, den Lorentz-Faktor und die Geschwindigkeit im Laborsystem repräsentieren. Der Parameter λ gibt die zu durchdringende Materieschicht, λ_s die Streulänge (37.7 g/cm^2) an. Der Streuwinkel liegt je nach Energie zwischen 0° und 2° , für eine mittlere Myonenenergie von 10 GeV bei ca. 0.5° . Die Berechnung des Zeitintervalls dt des Myons längs der Flugstrecke erfolgt analog zu den Hadronen. Durchdringt das Myon eine Atmosphärenschieht von mehr als 377 g/cm^2 (zehn Streulängen), so wird die Flugbahn unterteilt und jeder Teil wie beschrieben behandelt.
- Bei der Berechnung der Elektronen-Laufzeiten wird die Bahnlänge auf Vielfachstreuungseffekte hin korrigiert (für Details siehe [NHR 85]).

Als Geschwindigkeit der Photonen wird die Lichtgeschwindigkeit angesetzt.

Die Ankunftszeit eines Teilchens am Boden wird aus dem Zeitintervall des Teilchens sowie der Summe der Zeitintervalle der Mutterteilchen gebildet. Die bei der Behandlung der Zeiten getroffenen Vereinfachungen wurden aus Gründen der Beschränkung der Rechenzeit in CORSIKA eingeführt. Eine wesentliche Vereinfachung besteht darin, daß nicht die Geschwindigkeit der Teilchen entsprechend dem kontinuierlichen Energieverlust längs ihrer Bahnen berechnet wird, sondern ein Mittel aus der Anfangs- und Endgeschwindigkeit gebildet wird. Dieses kann dazu führen, daß insbesondere für niederenergetische Myonen eine im Mittel zu geringe Geschwindigkeit angesetzt wird, was zu einer verspäteten Zeit führt. Dieser Effekt wurde bereits untersucht [Hec 99], der Fehler in der Myonzeit kann für sehr niederenergetische Myonen vereinzelt im Bereich von einigen 10 ns liegen. Über den gesamten Energiebereich gemittelt liegt er jedoch im Bereich der Meßungenauigkeit, so daß er nicht weiter berücksichtigt wird. Zum Studium der longitudinalen Schauerentwicklung werden zusätzlich die Entstehungshöhen der auf dem gewählten Observationslevel eintreffenden Myonen ausgegeben.

4.2 Ergebnisse der Simulation

Die Ankunftszeitverteilung der sekundären Teilchen der kosmischen Strahlung wird im folgenden anhand der Simulationsrechnungen studiert. Erste Untersuchungen sollen dabei anhand der 'idealen Simulation, d.h. ohne Berücksichtigung der Detektorauflösung, Ergebnisse über die Abhängigkeit der Ankunftszeiten von der longitudinalen Schauerentwicklung und den verschiedenen Primärmassen liefern.

Es wird hierbei zwischen Elektronen und Myonen mit einer Energieschwelle von 400 MeV sowie mit 2 GeV unterschieden; die Schwellen sind durch die Nachweisschwellen der verschiedenen Detektoren des KASCADE-Experiments motiviert. Elektronen und Myonen zusammen werden im folgenden als geladene Teilchen bezeichnet. Ankunftszeiten der hadronischen Komponente werden nicht betrachtet, da sie der Zeitmessung bei KASCADE nur bedingt zugänglich ist. Die Ankunftszeit jedes Teilchens wird als die Zeit definiert, die zwischen der um den Lichtweg der Schauerachse verlängerten Zeit der ersten Wechselwirkung und der in die Schauerebene, d.h. der Tangentialebene zur Schauerachse transformierten Zeit des jeweiligen Teilchens liegt. Bei Transformation in die Schauerebene werden die Zeiten je nach der Position des Teilchens

und der Schauerrichtung vergrößert bzw. verkleinert. Für die zu korrigierende Flugstrecke wird die Schauerrichtung benutzt, da die tatsächliche Richtung der Teilchen in der Simulation zwar bekannt, dem Experiment jedoch nicht zugänglich ist. Der Fehler sollte aufgrund der im Mittel sehr geringen Winkel der Teilchen relativ zur Schauerrichtung und aufgrund der kurzen Wegstrecken bei der Transformation zu vernachlässigen sein.

Wie in Kap. 2.2 erläutert, ergibt sich aus der Messung von Ankunftszeiten der Sekundärteilchen ein Ansatz, die longitudinale Schauerentwicklung zu studieren. In Abb. 4.1 ist als Ergebnis von Simulationsrechnungen dargestellt, wie sich die Schauerkrümmung, und damit die Lage der Schauerscheibe, sowie die Schauerdicke der Teilchen in verschiedenen Observationshöhen in Abhängigkeit zum Abstand von der Schauerachse verhalten. Der Zeitparameter für die Lage der Schauerscheibe ist hier durch den Mittelwert der Zeiten, der für die Schauerdicke durch das lokale 3. Quartil gegeben ist, bestimmt. Das lokale 3. Quartil bezeichnet den Zeitabstand vom ersten Teilchen im jeweiligen Abstandsbereich bis zu dem Zeitpunkt, an dem 75% aller Teilchen eingetroffen sind. Die Begründung für die Wahl des lokalen 3. Quartils als Parameter der Schauerdicke folgt in Kap. 4.2.5. Als Observationshöhen werden Höhen von bekannten Experimenten sowie Experimenten zugängliche Höhen, als Teilchen werden Elektronen und Myonen getrennt betrachtet. Wie zu sehen ist, zeigen sowohl Myonen- als auch Elektronen mit zunehmender atmosphärischer Tiefe eine Abnahme der Schauerkrümmung und Schauerdicke.

Der Abstand zwischen der Myonen- und der Elektronenfront nimmt leicht ab. Da für das KASCADE-Experiment lediglich das unterste Observationslevel zugänglich ist, bleibt anhand der Simulation zu zeigen, inwieweit durch Bestimmung der Ankunftszeiten auf KASCADE-Höhe Aussagen über die longitudinale Schauerentwicklung gemacht werden können. Durch die Messung mit der Variation des Zenitwinkels von 0° – 40° lässt sich dabei lediglich eine um ca. 300 g/cm^2 größere atmosphärische Tiefe untersuchen.

4.2.1 Longitudinale Entwicklung der myonischen Komponente

Myonen liefern aufgrund ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit der Atmosphäre bei ihrer Messung am Boden direkte Informationen über ihre Entstehungshöhen, was Rückschlüsse auf die longitudinale Schauerentwicklung zulässt.

In Abb. 4.2 (a) sind für proton- und eiseninduzierte Schauer die Vertei-

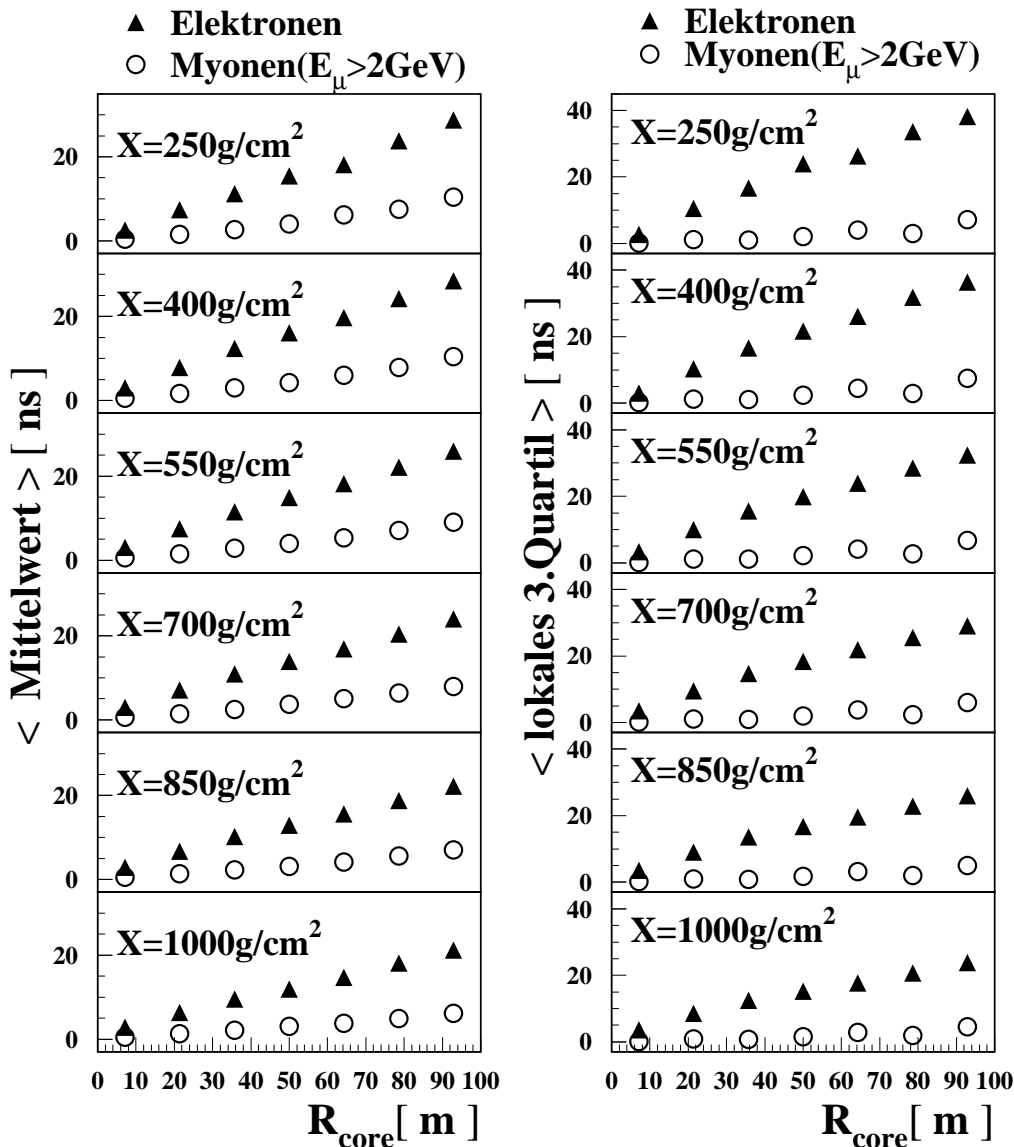


Abb. 4.1: Änderung der Ankunftszeiten in verschiedenen Höhen aufgrund der longitudinalen Entwicklung. (links): Mittelwerte relativ zur Schauerzentrumszeit und (rechts): lokales 3. Quartil (beschreibend die Lage und Dicke der Schauerscheibe) als Funktion der Abstände zum Schauerzentrum betrachtet in verschiedenen Observationshöhen, $X= 250, 400, 550, 700, 850$ und 1000 g/cm^2 (100 protoninduzierte Schauer, $\theta=0^\circ$, $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$).

lungen der Entstehungshöhen von am Boden nachgewiesenen Myonen illustriert. Es zeigen sich hier Unterschiede in den Höhenverteilungen zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern. Die Art des Primärteilchens wirkt sich allgemein auf die Schauerentwicklung aus. Schwere Kerne haben im Vergleich zu leichten einen höheren Wirkungsquerschnitt in Bezug auf inelastische Reaktionen und eine kürzere Wechselwirkungslänge. So

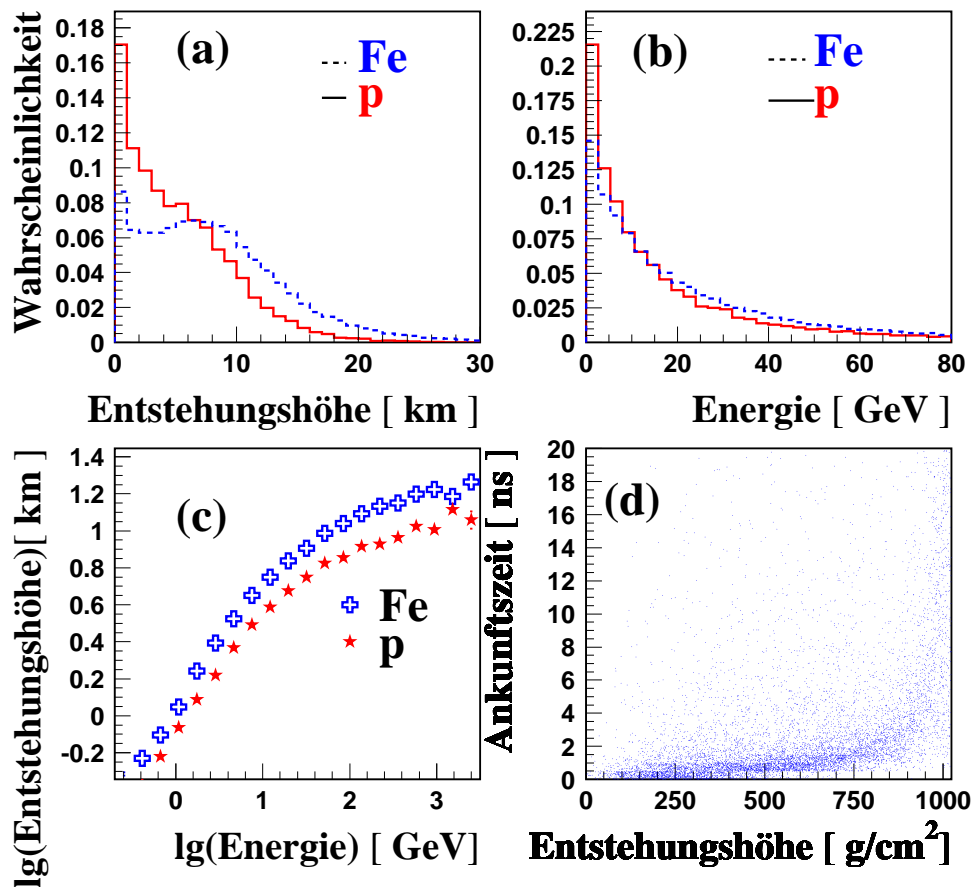


Abb. 4.2: Entstehungshöhen-Zeit-Korrelationen von Myonen. (a): Verteilung der Entstehungshöhe von am Boden registrierten Myonen, (b): deren Energie (normiert), (c): Entstehungshöhe als Funktion der Energie, (d): Ankunftszeit als Funktion der Entstehungshöhe für eisen- und protoninduzierte Schauer der Energie von $1 \cdot 10^{15}$ eV. Die Abstände zum Schauerzentrum sind auf maximal 100 Meter begrenzt.

entwickeln sich eiseninduzierte Schauer früher in der Atmosphäre als protoninduzierte was bedeutet, daß aus großen Höhen mehr von eiseninduzierten Schauern produzierte Myonen als von protoninduzierten Schauern kommen. Nahe am Boden zeigt sich ein großer Überschuß von Myonen aus protoninduzierten Schauern, da sich diese Schauer i.a. tiefer in der Atmosphäre entwickeln. Die nahe am Boden produzierten Myonen stammen im wesentlichen von Zerfällen sehr niederenergetischer Pionen, welche zwar auch in großen Höhen produziert werden, dann aber nicht den Erdboden erreichen.

In Abbildung 4.2 (b) ist die mittlere Energie der Myonen gezeigt. Im Mit-

tel sind Myonen von eiseninduzierten Schauern hochenergetischer. Die Abhängigkeit der Entstehungshöhe von der Energie zeigt Abbildung 4.2 (c). Im Mittel stammen hochenergetische Myonen aus großen Höhen. Niederenergetische Myonen erreichen nur dann den Boden, wenn sie aus geringen Höhen stammen.

Abbildung 4.2 (d) zeigt die Abhängigkeit der Ankunftszeit von Myonen relativ zur Schauerzentrumszeit als Funktion der Entstehungshöhe in Einheiten der atmosphärischen Tiefe; der Verlauf ist hyperbelartig. Myonen aus großen Entstehungshöhen, welche i.a. hochenergetisch sind, haben am Boden die früheste Ankunftszeit. Niederenergetischere Myonen sind, da sie im Mittel aus geringeren Höhen stammen, verzögert (Abb. 4.2 (a)). Da diese geringeren Entstehungshöhen bei Myonen von protoninduzierten Schauern überwiegen, ist gegenüber eiseninduzierten Schauern eine höhere Anzahl von späten Teilchen zu erwarten, was sich in den Ankunftszeiten widerspiegeln sollte. Die in Kapitel 3 vorgestellten Detektoren zur Messung von Ankunftszeiten von Myonen haben mit ihren Energieschwellen von 0.4 bzw. 2 GeV, bedingt durch die Abschirmung der Detektoren, die Möglichkeit, sensitiv auf Myonen aus geringer Höhe zu sein. Der Überschuss der Myonen von eiseninduzierten Schauern in Höhen von etwa 10 km bleibt für KASCADE bei diesen Schwellen nicht meßbar, hier würde eine Energieschwelle von etwa 90 GeV benötigt werden. Eine Überprüfung der Vorhersage, daß hochenergetischere Myonen im Mittel die früheren Ankunftszeiten haben, läßt sich dagegen mit KASCADE gut bewerkstelligen (Kap. 5.7.2).

4.2.2 Longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Komponente

Die am Boden gemessenen Ankunftszeiten der Elektronen liefern zwar Informationen über ihre Entstehungshöhe, da am Boden registrierte Elektronen jedoch im wesentlichen lediglich aus einigen hundert Metern Höhe stammen, läßt sich somit allein anhand dieser Höhen nicht auf die gesamte longitudinale Entwicklung schließen. Doch zeigen die gemessenen Ankunftszeitverteilungen (Schauerkrümmung, Schauerdicke) eine Sensitivität auf die longitudinale Entwicklung (Abb. 4.1). Die Anzahl der Teilchen in verschiedenen Höhen des Schauers lassen sich gemäß des von Gaisser und Hillas begründeten funktionalen Zusammenhangs (Gleichung 2.2) [GaH 77] parametrisieren. Diese Parameter, insbesondere die Höhe des Schauermaximums, werden als Funktionen der am Boden registrierten Elektronenzeiten untersucht. Zur Anpassung dieser Funktion müßte die Anzahl der Teilchen in sehr vielen Höhenintervallen be-

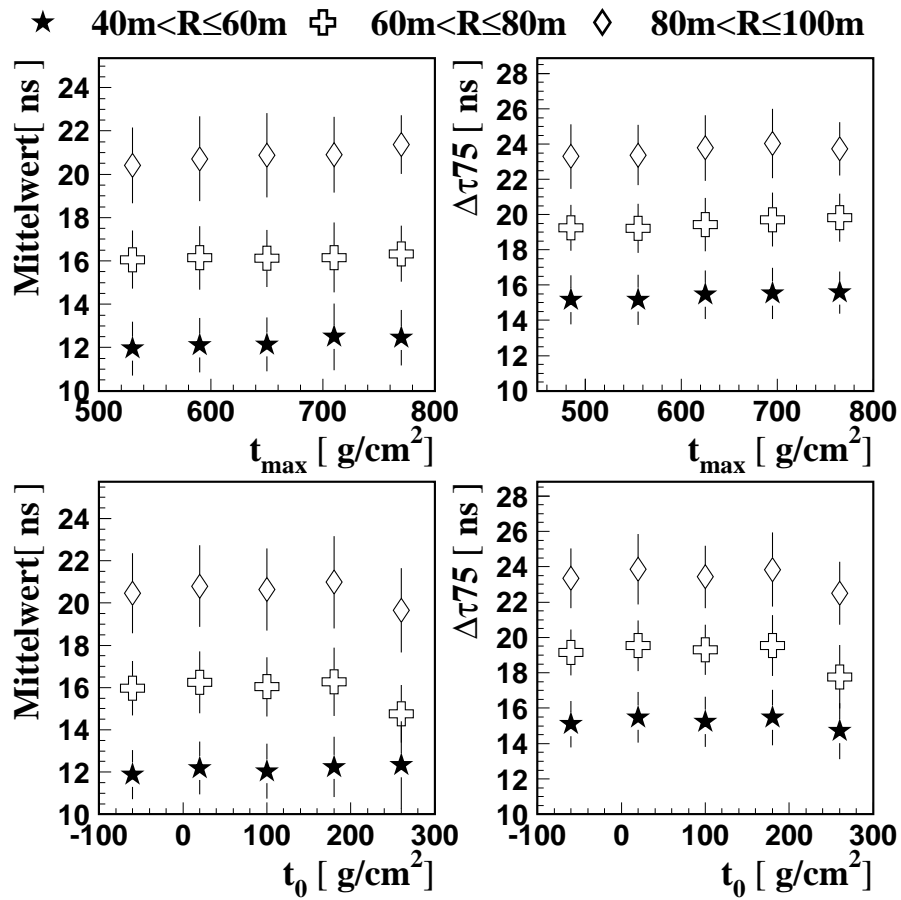


Abb. 4.3: **Ankunftszeitparameter der Elektronen** als Funktion der longitudinalen Entwicklung, gegeben durch die Anpassung von Gleichung 2.2. Der Parameter t_{max} bezeichnet das Schauermaximum, t_0 den Startpunkt der Kaskade. Es wurden etwa hundert protoninduzierte Schauer mit der Energie $5 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{15}$ eV und $\theta = 0^\circ$ betrachtet. Negative Werte von t_0 sind lediglich Ergebnis der Funktionsanpassung und haben keinen physikalischen Ursprung.

stimmt werden. Daher wird aufgrund eines erheblichen Rechenaufwands die Anpassung dieser Funktion exemplarisch an einem Teil von Schauern durchgeführt. In der Regel werden elektromagnetische Subschauer in CORSIKA nur dann weiterverfolgt, wenn ihre Teilchen gemäß einer Abschätzung den Boden erreichen können.

In Abbildung 4.3 ist die Abhängigkeit der Parameter t_0 (Startpunkt) und t_{max} (Schauermaximum) von der aus den Zeiten gebildeten Lage (Mittelwert) und Dicke (3. Quartil) dargestellt. Ein leichter Anstieg der Zeitparameter zu tiefer gelegenen Schauermaxima ist vorhanden. Vom Startpunkt der Kaskaden sind die Zeitparameter jedoch nahezu unabhängig. Durch

die dabei vorhandene leichte Abhängigkeit sollten sich möglicherweise bei der Messung von Schauerkrümmungen und -dicke Rückschlüsse auf das Schauermaximum und somit auf die longitudinale Entwicklung ziehen (Kap. 5.7.1) lassen.

4.2.3 Modellabhängigkeit

Eine grundlegende Schwierigkeit bei der Interpretation der mit KASCADE bestimmten Schauerparameter liegt in der systematischen Unsicherheit der in CORSIKA benutzten hadronischen Wechselwirkungsmodelle (vgl. [Hoe 98], [Rot 99]). Es erscheint daher sinnvoll, diese Abhängigkeit auch für Ankunftszeiten abzuschätzen. Zu diesem Zweck wird für eine gleiche Energie eine Anzahl von Schauern unter Anwendung des QGSJet und des VENUS-Modells generiert. Abbildung 4.4 stellt die Abhängigkeit der Lage und Dicke, repräsentiert durch die Zeitgrößen von Mittelwert und 3. Quartil, als Funktionen des Abstands zum Schauerzentrum dar. Abbildung 4.4 (oben) zeigt diese Größen, gebildet aus 100 protoninduzierten Schauern, mit der festen Energie von $5 \cdot 10^{14}$ eV, Abbildung 4.4 (unten) liegt dieselbe Statistik von Schauern mit einer größeren Energie von $1 \cdot 10^{15}$ eV zugrunde. Differenzen in den Elektronenzeiten zwischen beiden Modellen sind nicht vorhanden. Dies scheint verständlich, da die für die Ankunftszeiten von Elektronen wesentlichen Prozesse im Schauer durch das EGS4-Modell beschrieben werden, was in beiden Simulationsdatensätzen gleichermaßen Anwendung findet. Geringe Unterschiede zeigen Ankunftszeitgrößen der Myonen, VENUS sagt durchweg höhere Werte voraus. Die Entwicklung der Myonen ist deutlich enger mit der hadronischen Komponente über Pionenerfälle verknüpft, und da in der Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen Unterschiede bezüglich des verwendeten Wechselwirkungsmodells vorhanden sind [Rot 99], lassen sich die Differenzen in den Ankunftszeiten erklären. Inwieweit sich Unterschiede der beiden Modelle in der Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen auf die Ankunftszeiten auswirken, läßt sich qualitativ nicht abschätzen, da man nicht absehen kann, wie sich mögliche Unterschiede der Modelle kompensieren können. Deshalb lassen sich Aussagen über Unterschiede bzgl. der Ankunftszeiten nur mit Simulationen erhalten.

Ein signifikant großer Unterschied in den Myonankunftszeiten, der einen weitergehenden Vergleich, d.h. größere Simulationsstatistik und Detektorsimulation, rechtfertigt, ist, wie Abb. 4.4 zeigt, jedoch nicht vorhanden.

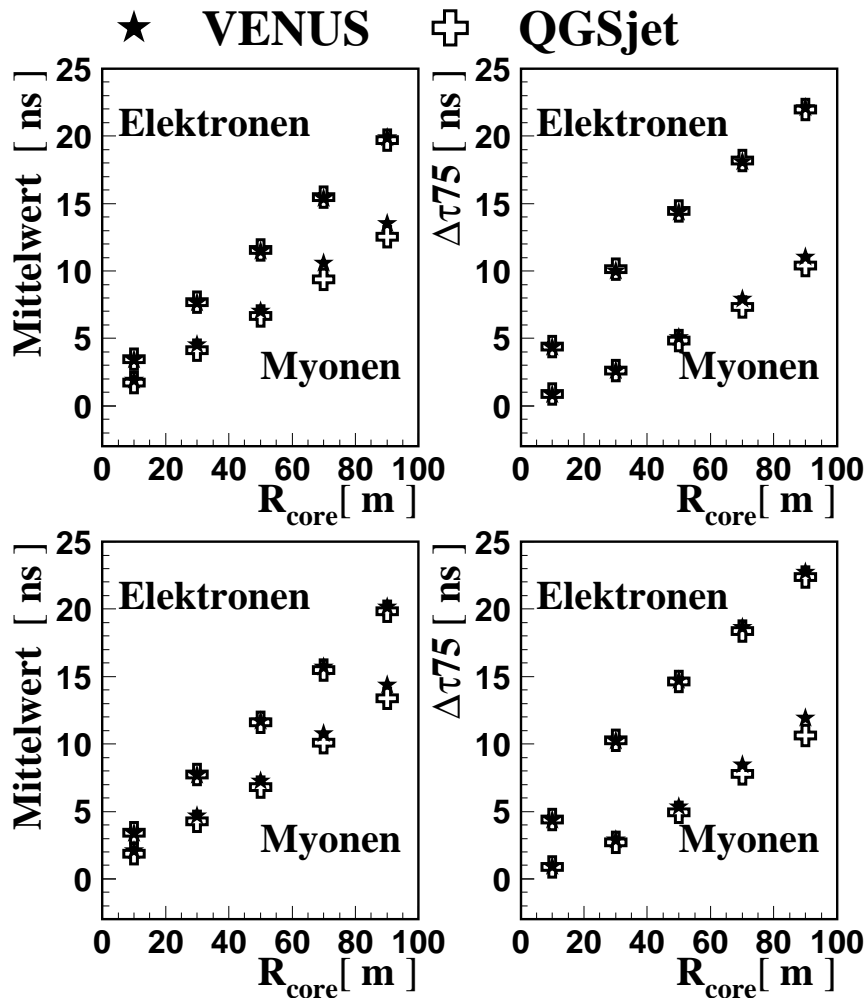


Abb. 4.4: **Modellvergleich:** Mittelwert (relativ zur Schauerzentrumszeit) und lokales 3. Quartil bestimmt mit den Wechselwirkungsmodellen QGSJet und VENUS (100 protoninduzierte Schauer, (oben) $5 \cdot 10^{14}$ und (unten) $1 \cdot 10^{15}$ eV, $\theta = 0^\circ$).

4.2.4 Abhängigkeit der Ankunftszeiten von allgemeinen Schauerparametern

Die Abhängigkeit der Ankunftszeiten von allgemeinen Schauerparametern soll im folgenden anhand der Simulation für den idealen Fall, d.h. ohne Einfluß des Detektors untersucht werden. Es lassen sich so Aufschlüsse darüber erhalten, wie durch die Messung mit den Detektoren, aufgrund der Auflösung und der dann begrenzten Statistik (vgl. Kap. 4.2.5), Zeitgrößen beeinflußt werden, da die simulierten Luftschauer danach einer Detektorsimulation (Kap. 4.3) unterzogen werden.

In Abb. 4.5 sind beispielhaft Ankunftszeitverteilungen der Elektronen

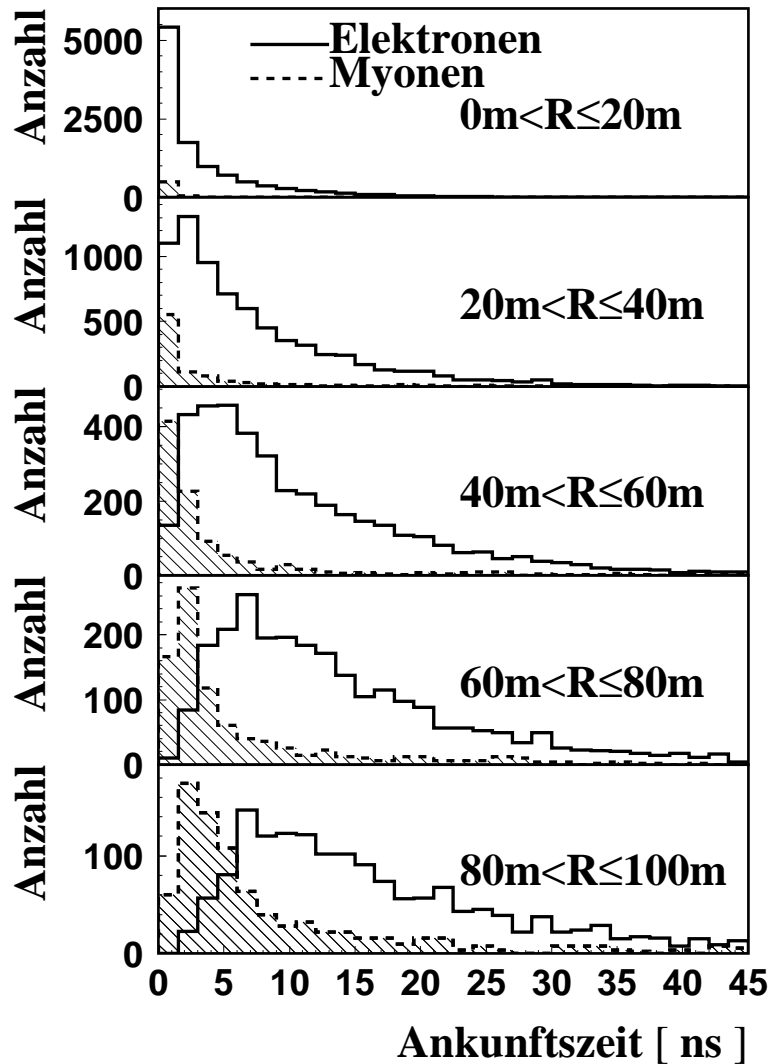


Abb. 4.5: Beispiel von Ankunftszeitverteilungen eines Schauers in verschiedenen Abständen zum Schauerzentrum von Elektronen und Myonen. Die Myonverteilung ist zur Verdeutlichung um einen Faktor zwei überhöht. Die Ankunftszeit ist relativ zur Schauerzentrumszeit angegeben.

und Myonen eines Schauers in verschiedenen Abständen gezeigt. Die Verteilungen haben eine stark asymmetrische Form mit einem steilen Anstieg gefolgt von weiten Ausläufern. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, Ankunftszeitverteilungen durch eine Γ -Verteilungsfunktion zu beschreiben [Vil 86] [Lin 95] [Bat 98]. Der mathematische Hintergrund ist der, daß für eine angenommene Gleichverteilung der Ankunftszeiten die Wahrscheinlichkeit, eine Anzahl von Teilchen innerhalb eines Zeitintervalls zu messen, poissonverteilt ist; die Gleichverteilung der Ankunftszeiten der Teilchen ist im Luftschauer nicht gegeben, dennoch liefert die Annahme, wie später zu sehen ist, eine geeignete funktionale

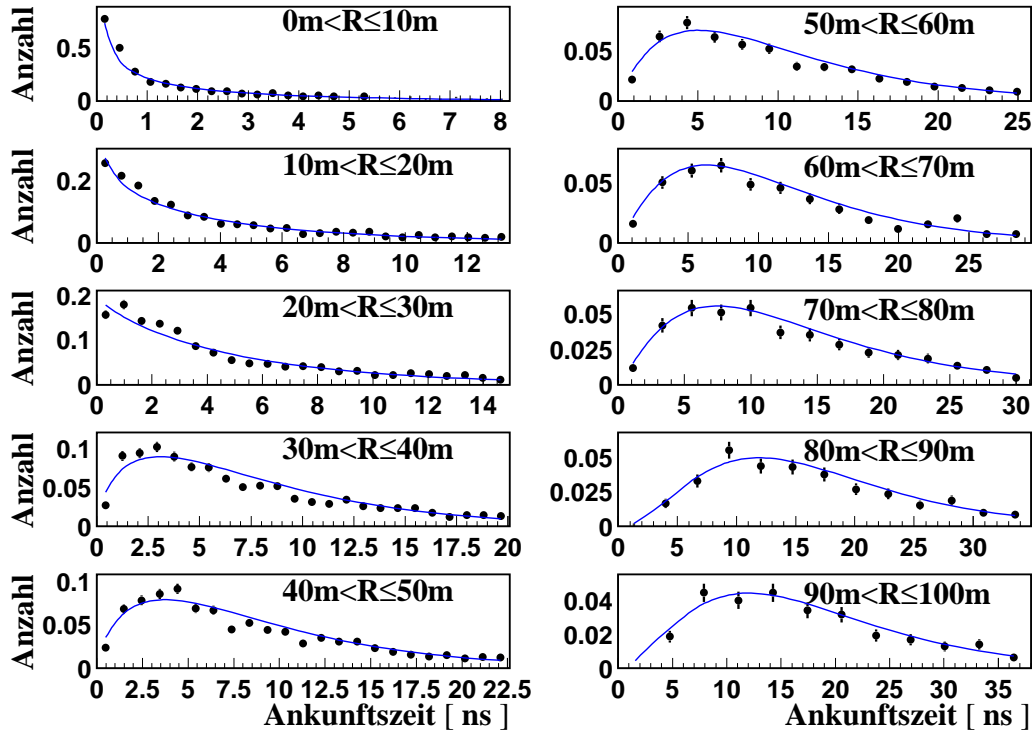


Abb. 4.6: Anpassung der Γ -Verteilung an die Ankunftszeitverteilungen beispielhaft für Elektronen in verschiedenen Abständen zum Schauerzentrum (ein Schauer). Die Verteilungen sind auf eins normiert.

Beschreibung der Ankunftszeitverteilungen. Durch Faltung der Poissonverteilungen, für viele Zeitintervalle, gelangt man zur folgenden Formel, der Γ -Verteilungsfunktion (für Details siehe [Vil 86]) :

$$\Gamma(t) = at^b \exp(-ct), \quad (4.1)$$

wobei t die Ankunftszeit, a , b und c die Anpassungsparameter darstellen. Der Mittelwert dieser Verteilung ist $(1 + b)/c$ und wird im folgenden als Parameter $\bar{\tau}$ bezeichnet. Die Standardabweichung ist durch $(1 + b)^{1/2}/c$ gegeben und soll als $\sigma_{\bar{\tau}}$ bezeichnet werden. Mit den Simulationen soll getestet werden, inwieweit durch die Anpassung eine gute Beschreibung von Ankunftszeitverteilungen gefunden ist.

In Abb. 4.6 sind beispielhaft die Anpassungen von Γ -Verteilungsfunktionen an die jeweiligen Ankunftszeitverteilungen gezeigt. Die Anpassung erfolgt für die verschiedenen Komponenten in allen betrachteten Abständen. Die Ankunftszeiten der Teilchen werden in der Schauerebene in verschiedene Abstandsbereiche von 0–150 m eingeteilt: Für die geladenen Teilchen und Elektronen in 30 Intervalle, für die Myonen über den beiden Energieschwellen in jeweils 15. Diese Einteilung ist dadurch motiviert,

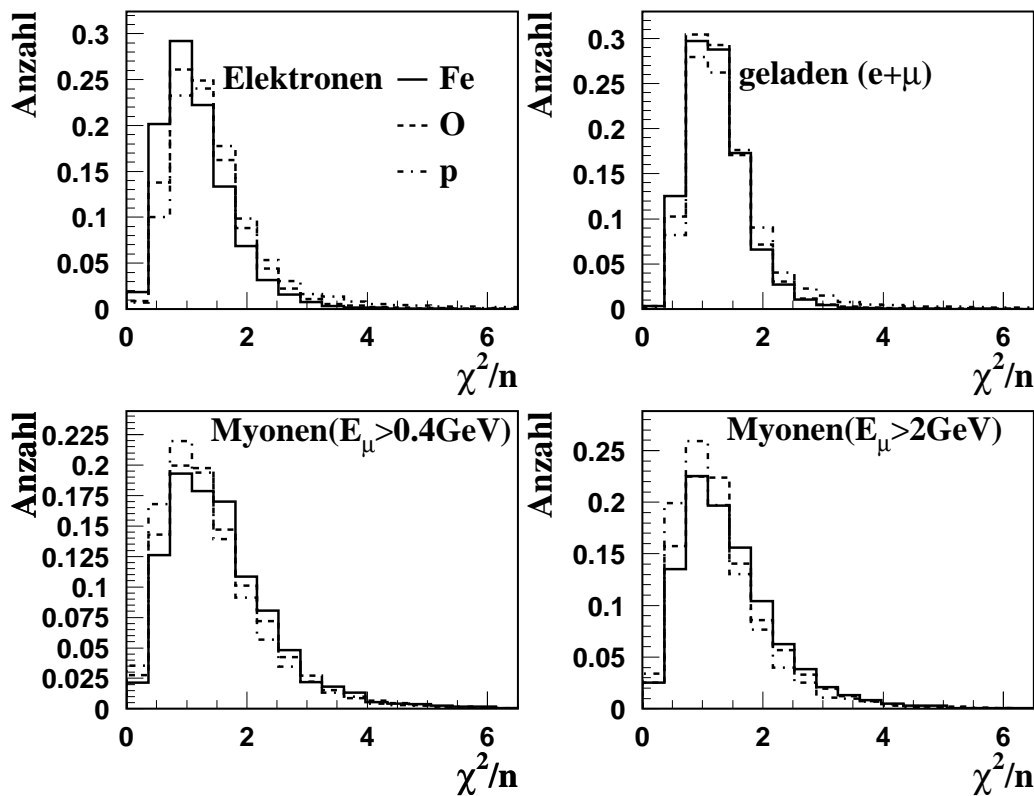


Abb. 4.7: Chi-Quadrat-Test der Γ -Verteilung der Ankunftszeitverteilungen von Elektronen, geladenen Teilchen und Myonen der beiden Energieschwellen; alle Energie-, Zenitwinkel- und Abstandsbereiche zusammen für eisen-, sauerstoff- und protoninduzierte Schauer.

einerseits genügend Einträge auch bei niederenergetischen Schauern zu haben, andererseits das 'Binning' fein genug zu wählen. Der Anpassungsbereich wird zu späteren Zeiten hin begrenzt, diese Grenze liegt bei 90% der Einträge. Somit ergeben sich für jeden untersuchten Schauer 90 Ankunftszeitverteilungen, die der Anpassung unterzogen werden. Um einen Vergleich mit den von KASCADE gemessenen Schauern zu ermöglichen, werden auf die Schauer die in Kap. 5.7 erläuterten Schnitte aus Tab. 5.3 (d) und (e) angewandt. Diese Schnitte betreffen niederenergetische Schauer, die auch in den experimentellen Daten aufgrund der nur ungenau bekannten Triggereffizienz ausgeschlossen werden.

Die Anpassung erfolgt dabei mit Hilfe des Minuit-Pakets [JaR 81], in welchem die Minimierung der χ^2 -Verteilungsfunktion benutzt wird. Ein Maß für die Güte der Anpassung ist das daraus folgende χ^2 je Freiheitsgrad [Bra 76]. In Abb. 4.7 sind die aus der Anpassung erhaltenen χ^2 /Freiheitsgrad-Verteilung für alle Energien und Abstände zum Schauerzentrum gezeigt. Das χ^2 /Freiheitsgrad liegt für alle Komponenten und

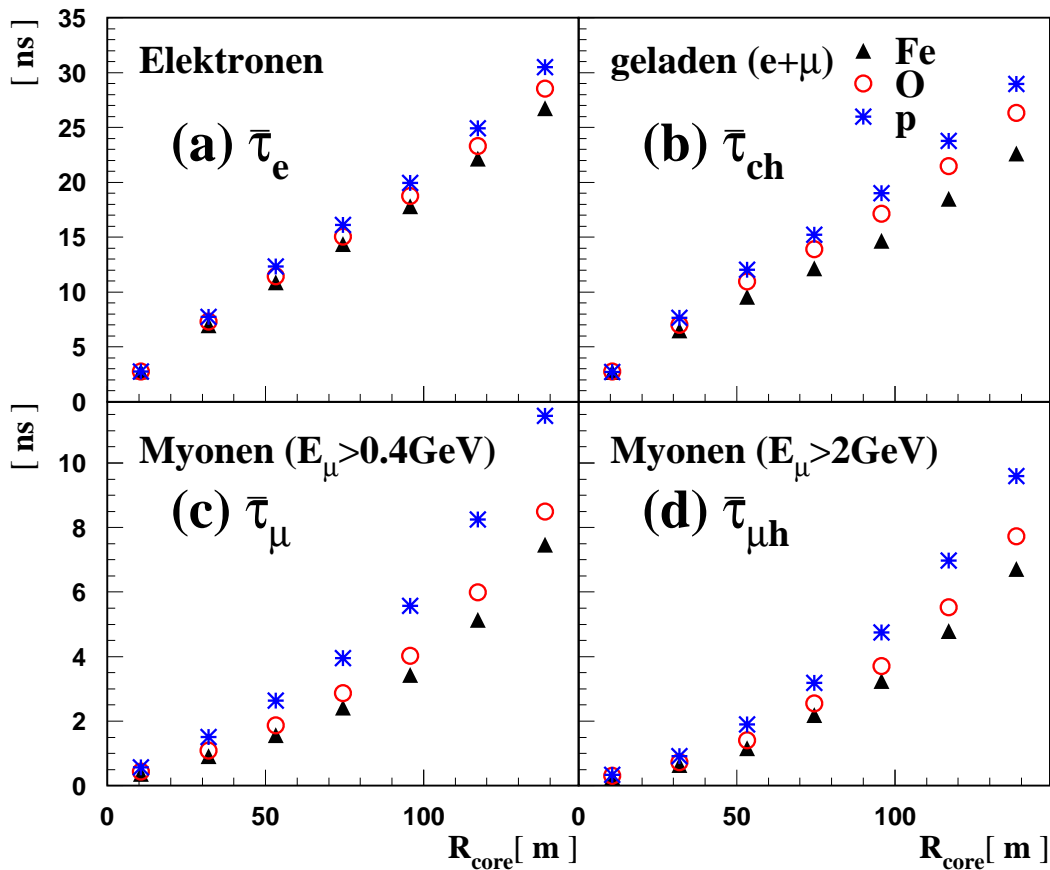


Abb. 4.8: $\bar{\tau}$ -Abstandsabhängigkeit von (a): Elektronen, (b): geladenen Teilchen, (c): Myonen ($E_\mu > 0.4 \text{ GeV}$) und (d): Myonen ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$) für Fe, O und p als Primärteilchen, $15^\circ < \theta \leq 20^\circ$.

Primärmassen in einem Bereich von 1. Die Γ -Verteilung ist für Elektronen und die geladene Komponente eine etwas bessere Anpassung als für die Myonkomponente. Die $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$ -Werte nehmen mit zunehmendem Abstand vom Schauerkern leicht zu, da hier die 'Schwänze' der Verteilungen länger werden. Es ist bekannt, daß zur Beschreibung von Verteilungen mit langen Schwänzen die Anpassung schlechter wird [Bra 98].

Abbildung 4.8 zeigt die Abstandsabhängigkeit des Mittelwertparameters $\bar{\tau}$ der Ankunftszeitverteilungen von Elektronen, geladenen Teilchen und niederenergetischen Myonen sowie von hochenergetischen Myonen aller simulierten Schauer der drei Primärteilchen.

Dabei geben die Punkte in Richtung der Ordinate die Mittelwerte der Parameter $\bar{\tau}$ jedes simulierten Schauers an. Längs der Abszisse ist der Mittelpunkt des jeweiligen Abstandsintervalls angegeben. Der Unterschied

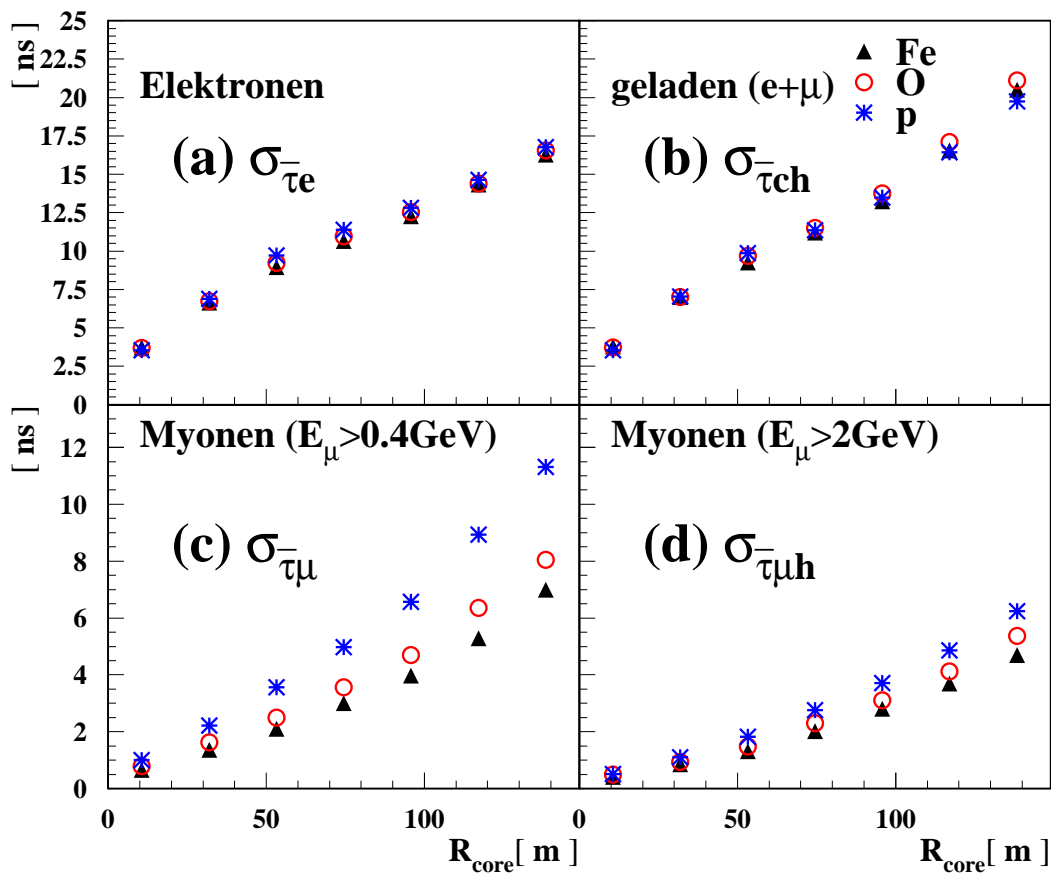


Abb. 4.9: σ_{τ} -Abstandsabhängigkeit von (a): Elektronen, (b): geladenen Teilchen, (c): Myonen ($E_\mu > 0.4 \text{ GeV}$) und (d): Myonen ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$) für Fe, O und p als Primärteilchen, $15^\circ < \theta \leq 20^\circ$.

des Mittelpunkts von dem Mittelwert der Abstände in dem Abstandsintervall ist gering, da sich hier zwei Effekte kompensieren. Einerseits nimmt die Anzahl der Teilchen aufgrund der Steilheit der Lateralverteilung nach außen hin ab, andererseits nimmt die Anzahl aufgrund der dann größer werdenden Fläche zu.

Die entstehenden Verteilungen bilden ein Maß für die Schauerkrümmung der verschiedenen Schauerkomponenten. Die elektromagnetische Komponente zeigt in weiten Bereichen eine lineare Schauerfront, wogegen die myonische Komponente eher parabelförmig ist. Der Öffnungswinkel der elektromagnetischen Komponente ist wesentlich kleiner als der der myonischen. Deutliche Unterschiede bezüglich des Primärteilchens sind bei der elektromagnetischen Komponente nicht vorhanden, wogegen vor allem bei der niederenergetischen myonischen Komponente eine Abhängig-

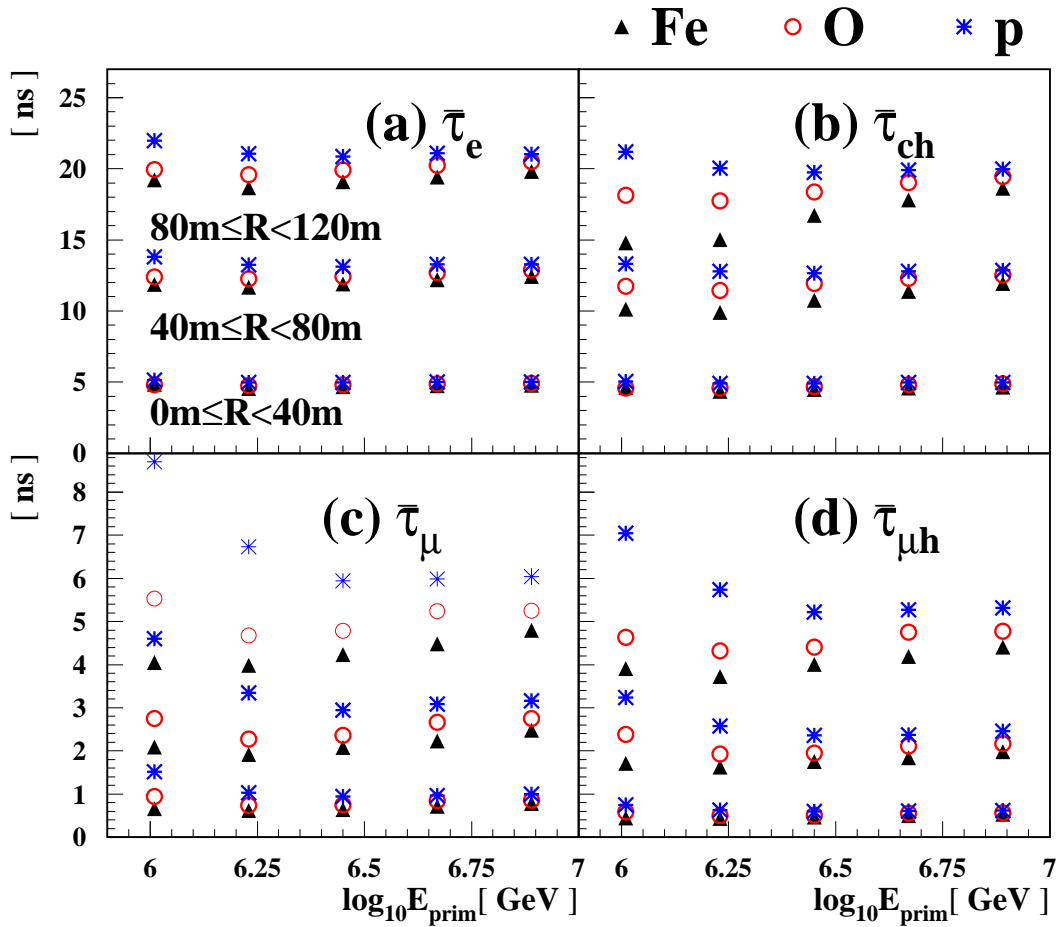


Abb. 4.10: $\bar{\tau}$ -Energieabhängigkeit von (a): Elektronen, (b): geladenen Teilchen, (c): Myonen ($E_\mu > 0.4$ GeV) (d): Myonen ($E_\mu > 2$ GeV) in drei Abstandsbereichen für Fe, O und p als Primärteilchen, $15^\circ < \theta \leq 20^\circ$.

keit von der Primärmasse zu sehen ist. Die Simulation sagt für protoninduzierte Schauer die höchsten Werte von $\bar{\tau}$, für eiseninduzierte Schauer die niedrigsten voraus. Für Sauerstoff mit seiner zwischen Proton und Eisen liegenden Masse ergeben sich Werte zwischen Proton und Eisen. In der geladenen Komponente, die aus einer Überlagerung aus elektromagnetischer und myonischer besteht, spiegeln sich aufgrund der Differenzen in den Ankunftszeiten der Myonen die Unterschiede der Primärmassen wider. Zusätzlich beeinflussen die verschiedenen Teilchenlateralverteilungen der unterschiedlichen Primärmasse $\bar{\tau}_{ch}$, d.h. die Krümmung der geladenen Komponente. Das Verhältnis der Anzahl von Myonen zu Elektronen der eiseninduzierten Schauer ist im betrachteten Abstandsbereich i.a. größer als das der protoninduzierten Schauer.

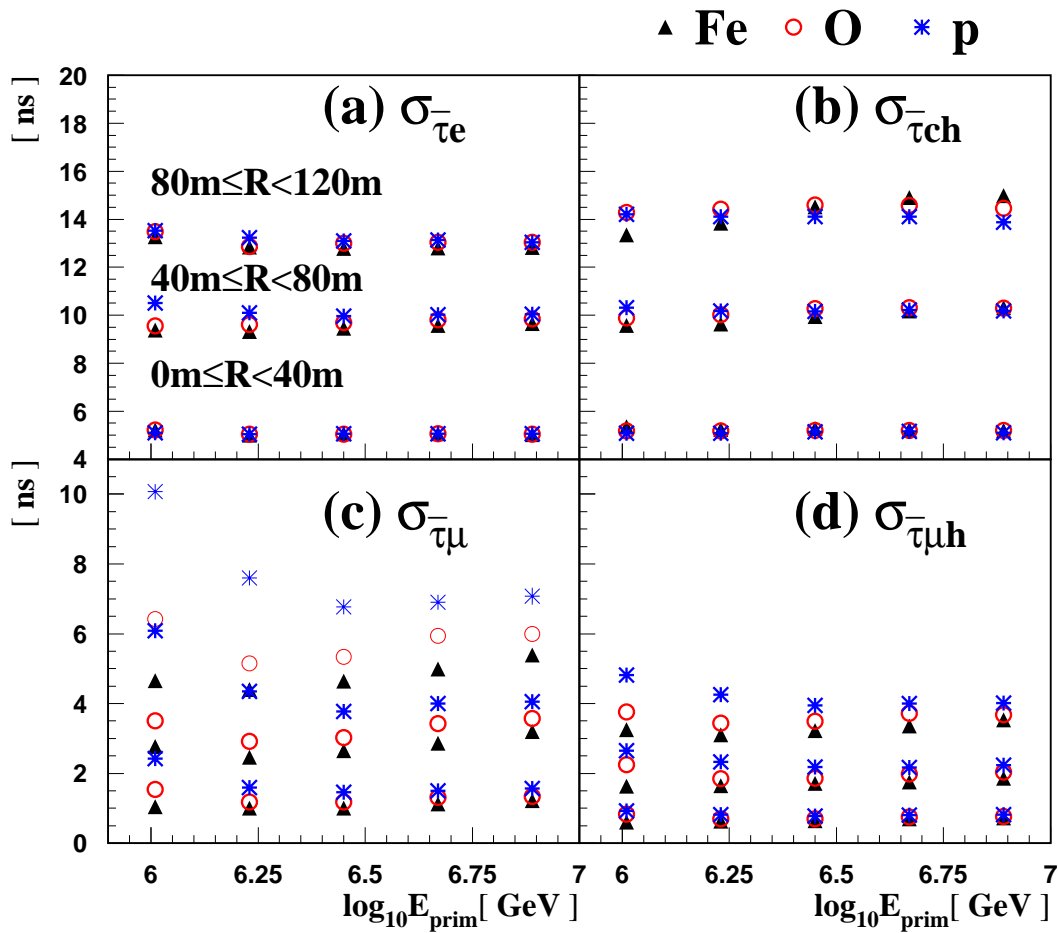


Abb. 4.11: σ_{τ} -Energieabhängigkeit von (a): Elektronen, (b): geladenen Teilchen, (c): Myonen ($E_{\mu} > 0.4 \text{ GeV}$) (d): Myonen ($E_{\mu} > 2 \text{ GeV}$) in drei Abstandsbereichen für Fe, O und p als Primärteilchen, $15^{\circ} < \theta \leq 20^{\circ}$.

Die Abstandsabhängigkeit des σ_{τ} -Schauerdickenparameters ist Abbildung 4.9 zu entnehmen. In allen Komponenten ist eine Zunahme von σ_{τ} mit dem Abstand vom Schauerzentrum vorhanden. Eine Massensensitivität zeigt auch hier lediglich die myonische Komponente. Die Form der Kurven deutet für die Myonkomponente auf einen parabelförmigen Verlauf, wogegen für Elektronen und geladene Teilchen ein annähernd linearer Verlauf beobachtet wird.

Abbildung 4.10 und 4.11 zeigen die Abhängigkeit von $\bar{\tau}$ und σ_{τ} mit der Energie des Primärteilchens in verschiedenen Abständen Energie zu. Die Größe $\bar{\tau}$ aller Komponenten nimmt, abgesehen von Schwelleneffekten, zu. Die Schwelleneffekte kommen durch den in Tab. 5.3 aus Kap. 5.5 aufgeführten Schnitt (e): $\lg N_{\mu} > 4.745 - 0.212 \cdot \lg N_e$ zustande, welcher niede-

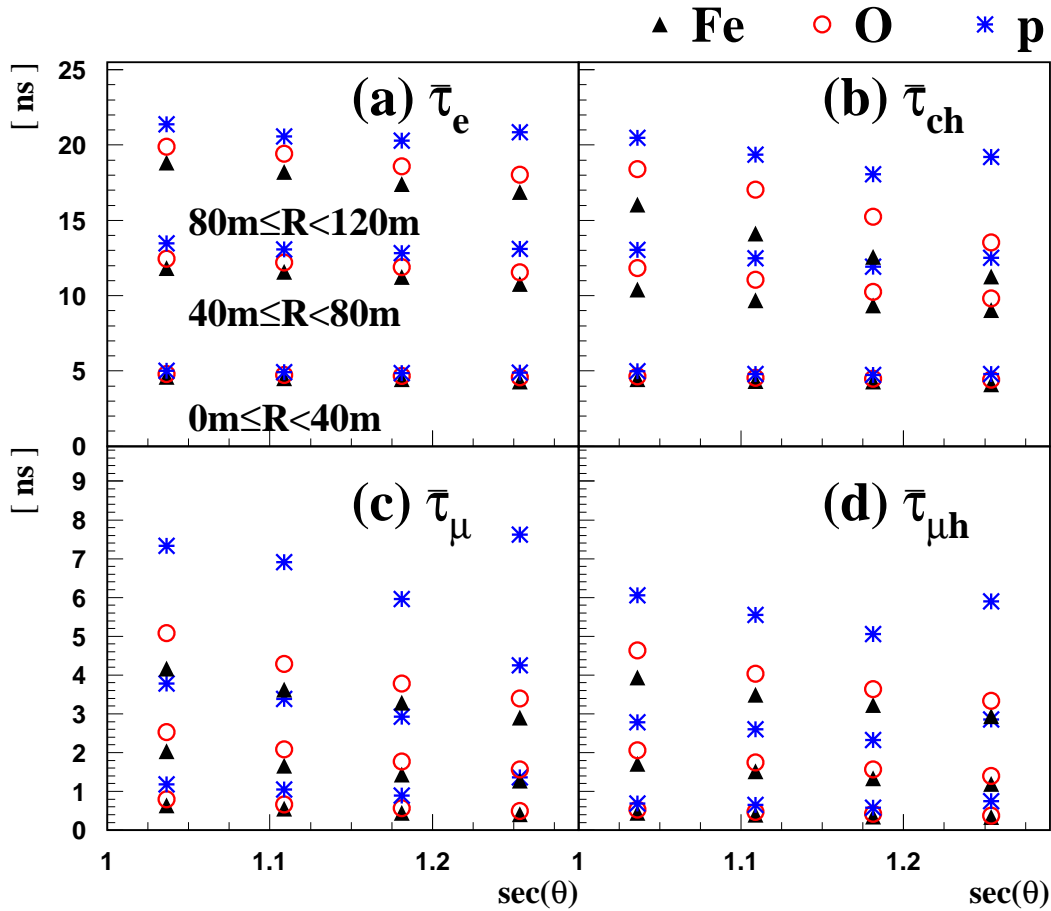


Abb. 4.12: $\bar{\tau}$ -Zenitwinkelabhängigkeit von (a): Elektronen, (b): geladenen Teilchen, (c): Myonen ($E_{\mu} > 0.4$ GeV) (d): Myonen ($E_{\mu} > 2$ GeV) in drei Abstandsbereichen für Fe, O und p als Primärteilchen ($\log(N_{\mu}^{tr}) > 3.7$).

renergetische Schauer beschneidet.

Dagegen ist $\sigma_{\bar{\tau}}$ der Elektronen praktisch konstant, in der myonischen Komponente ist ein leichter Anstieg mit der Energie auszumachen. $\sigma_{\bar{\tau}}$ der geladenen Komponente zeigt, folgend der myonischen, einen leichten Anstieg mit der Energie.

Die Abhängigkeit der Zeitparameter mit dem Zenitwinkel ist in Abb. 4.12 und 4.13 dargestellt. Die Größe $\sigma_{\bar{\tau}}$ der Elektronen und der geladenen Komponente ist unabhängig vom Zenitwinkel, $\sigma_{\bar{\tau}}$ der myonischen Komponente nimmt mit steigenden Zenitwinkel ab. Die Größe $\bar{\tau}$ fällt mit zunehmenden Zenitwinkel ab, was sich in allen Komponenten zeigt.

Das Verhalten von $\bar{\tau}$ mit Energie (Zunahme) und Zenitwinkel (Abnahme)

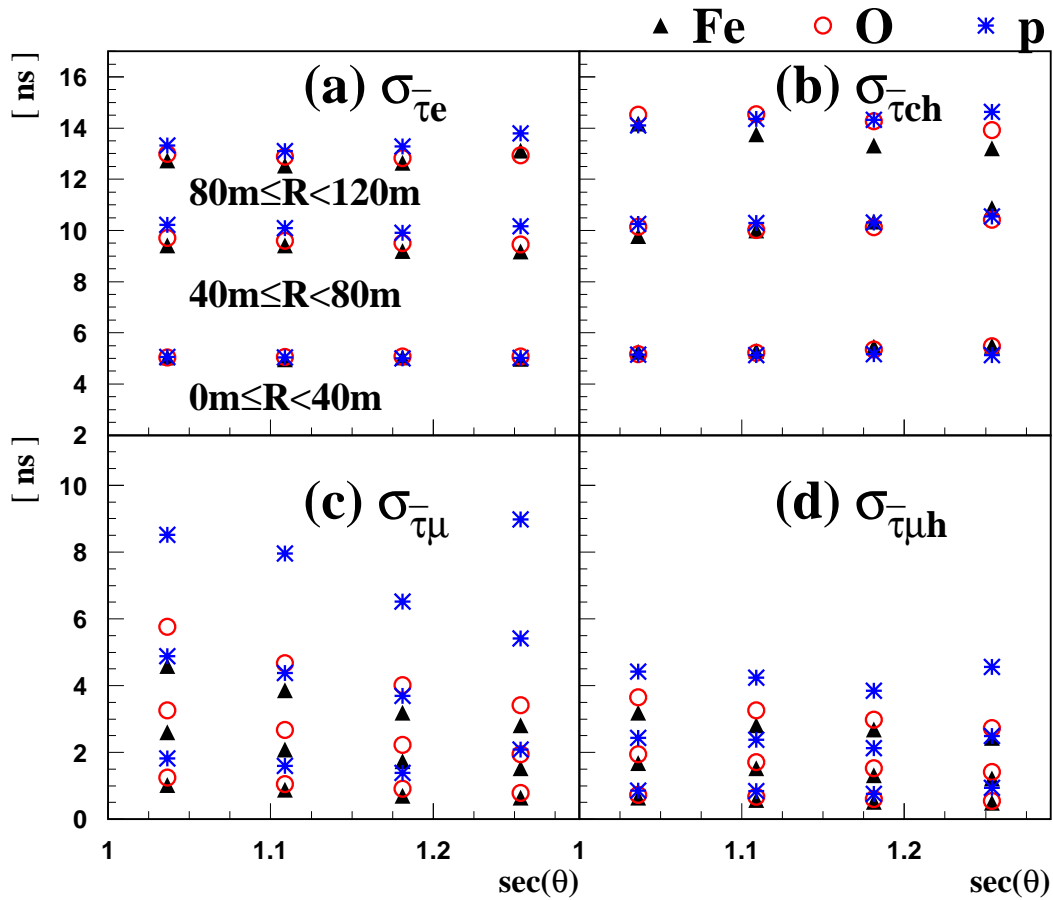


Abb. 4.13: σ_τ -Zenitwinkelabhängigkeit von (a): Elektronen, (b): geladenen Teilchen, (c): Myonen ($E_\mu > 0.4$ GeV) (d): Myonen ($E_\mu > 2$ GeV) in drei Abstandsbereichen für Fe, O und p als Primärteilchen ($\log(N_\mu^{tr}) > 3.7$).

scheint nach der Beziehung von Abb. 4.1 plausibel. Schauer höherer Energie erreichen erst tiefer in der Atmosphäre ihr Maximum. Bezüglich der Ankunftszeiten ist es, abgesehen von geometrischen Laufwegen, demnach äquivalent, ob Schauer geringer Energie in geringen atmosphärischen Tiefen oder Schauer größerer Energie in großen atmosphärischen Tiefen betrachtet werden. Mit zunehmendem Zenitwinkel steigt die vom Schauer zu durchdringende Schicht an. Das Verhalten der Zeiten ist dann so, als wenn in größeren atmosphärischen Tiefen, d.h. näher am Boden gemessen würde.

In Abb. 4.14 ist der zeitliche Abstand verschiedener Komponenten, gegeben durch die Differenz der Parameter $\bar{\tau}$, als Funktion des Abstandes

zum Schauerzentrum dargestellt. Es wird hier der Zeitabstand von geladener Komponente zur Myonkomponente, sowie von Elektron- zur Myonkomponente beider Energieschwellen betrachtet. Die Zeitabstände nehmen mit zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum in etwa linear zu. Die Differenz von geladener Komponente zur Myonkomponente ist für gleiche Abstände geringer als die Differenz von der Elektron- zur Myonkomponente. Letzteres ist verständlich, da die Myonen Anteil an der geladenen Komponente haben und deshalb der Zeitabstand der geladenen zur Myonkomponente kleiner ist als der der Elektron- zur Myonkomponente. Unterschiede der verschiedenen Primärteilchen spiegeln sich in der Differenzzeit der Elektron- zur Myonkomponente kaum wieder. Lediglich zeigen sich beim Zeitabstand der geladenen zur Myonkomponente geringe Unterschiede bzgl. des Primärteilchens.

4.2.5 Zeitparameter bei geringer Multiplizität

Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Simulationsdaten, bei denen jeweils alle Teilchen der Schauer zur Berechnung der beschreibenden Größen verwendet werden, stehen bei der Messung mit dem KASCADE-Experiment aufgrund der Flächenbelegung nur ein Bruchteil der Schauerteilchen zur Verfügung. Es ist daher notwendig solche Zeitgrößen festzulegen, bei denen bei dem Übergang von sehr kleiner zu sehr großer Anzahl ein minimaler systematischer Fehler entsteht.

Die Anpassung der Γ -Verteilung und Beschreibung mit den Parametern $\bar{\tau}$ und $\sigma_{\bar{\tau}}$ scheidet aufgrund der zu geringen Multiplizität aus. 'Klassische' Größen wie Mittelwert und Standardabweichung sind gegenüber Ausreißern anfällig und insbesondere berücksichtigt die Standardabweichung nicht die asymmetrische Form der Ankunftszeitverteilungen.

Andere Zeitgrößen wie Median bzw. 1. oder 3. Quartile [Bro 93] sind gegen Ausreißer weniger empfindlich. Der Median bezeichnet den an $(n+1)/2$ (ungerade Anzahl) Stelle stehenden Wert einer n Elemente langen geordneten Stichprobe. Bei gerader Anzahl bezeichnet der Median den Mittelwert zwischen dem an der $n/2$ und $n/2+1$ stehende Wert. Das 1.+3. Quartil sind der Wert bei 25% bzw 75%. Als lokale Mediane bzw. Quartile werden sie bezeichnet, wenn sie relativ zu einem zu der Zeitreihe gehörenden Zeitpunkt, z.B. der ersten Teilchenzeit bestimmt werden. Global heißen sie dann, wenn der Bezugspunkt nicht zur vorgegebenen Zeitreihe gehört, wie z.B. die Ankunftszeit des Schauerzentrums oder ein anderer Bezugspunkt im Schauer. Neben den Vorteilen dieser Zeitparameter ergibt sich einer der Hauptnachteile, wenn die Multiplizität der zu messenden Zeiten klein wird [Vil 86]. Es zeigt sich hier, daß

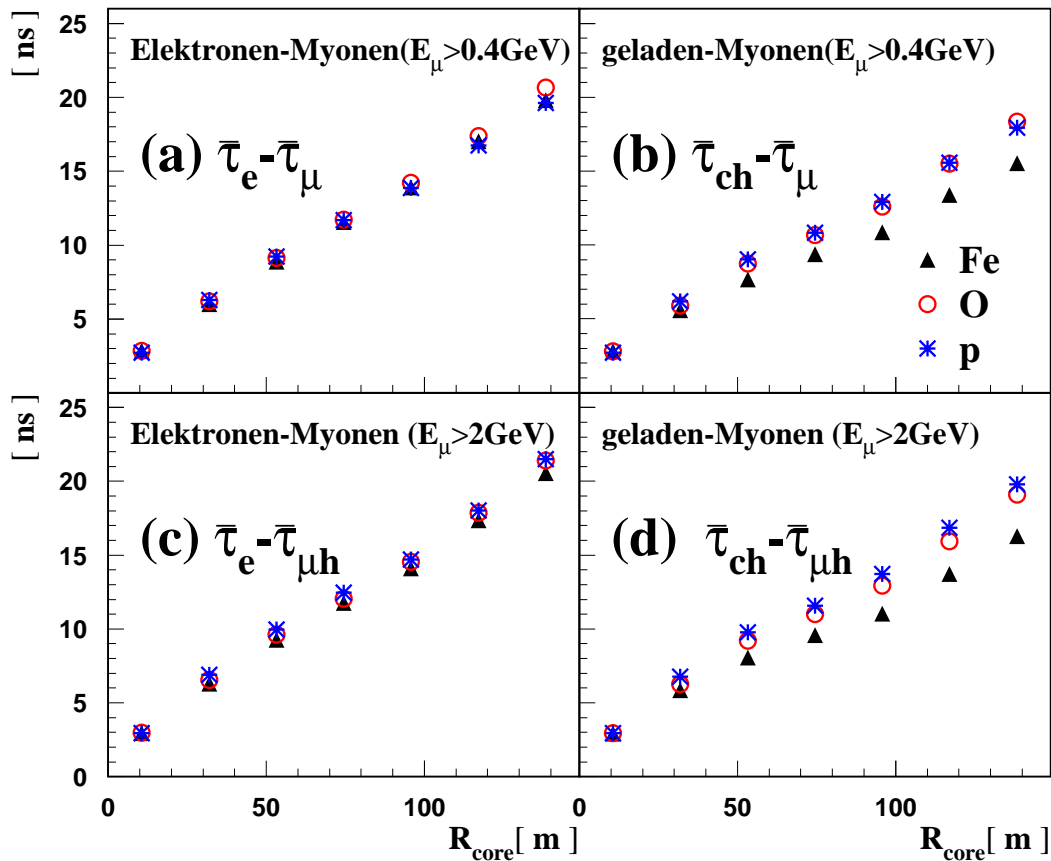


Abb. 4.14: **Abstandsabhängigkeit der Differenzzeiten verschiedener Komponenten:** $\bar{\tau}_x - \bar{\tau}_y$ (a): Elektronen gegen Myonen ($E_\mu > 0.4 \text{ GeV}$), (b): geladenen Teilchen gegen Myonen ($E_\mu > 0.4 \text{ GeV}$), (c): Elektronen gegen Myonen ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$) und (d): geladenen Teilchen gegen Myonen ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$) für Fe, O und p als Primärteilchen, $15^\circ < \theta \leq 20^\circ$.

diese Zeitparameter von den gegebenen Multiplizitäten abhängen. Diese Abhängigkeit hat keine schauerphysikalische Ursache, sondern liegt in der Form der Ankunftszeitverteilung begründet. Der Effekt lässt sich anhand einer mit der Γ -Verteilung parametrisierten Ankunftszeitverteilung veranschaulichen (Abb. 4.15 (a),(b)). Hier sind lokale und globale Zeitgrößen als Funktion der Anzahl der aus dieser Verteilung zufällig gewürfelten Zeiten dargestellt. In den linken Diagrammen (a),(c),(e) und (g) der Abbildungen 4.15 ist eine ideale Zeitauflösung angenommen. Abbildungen 4.15 (b),(d),(f) und (h) (rechts) berücksichtigen eine Zeitauflösung von 1.5 ns. Das lokale 3. Quartil zeigt in Abbildung 4.15 (c) ohne Zeitauflösung eine Abnahme mit der Multiplizität. Unter Hin-

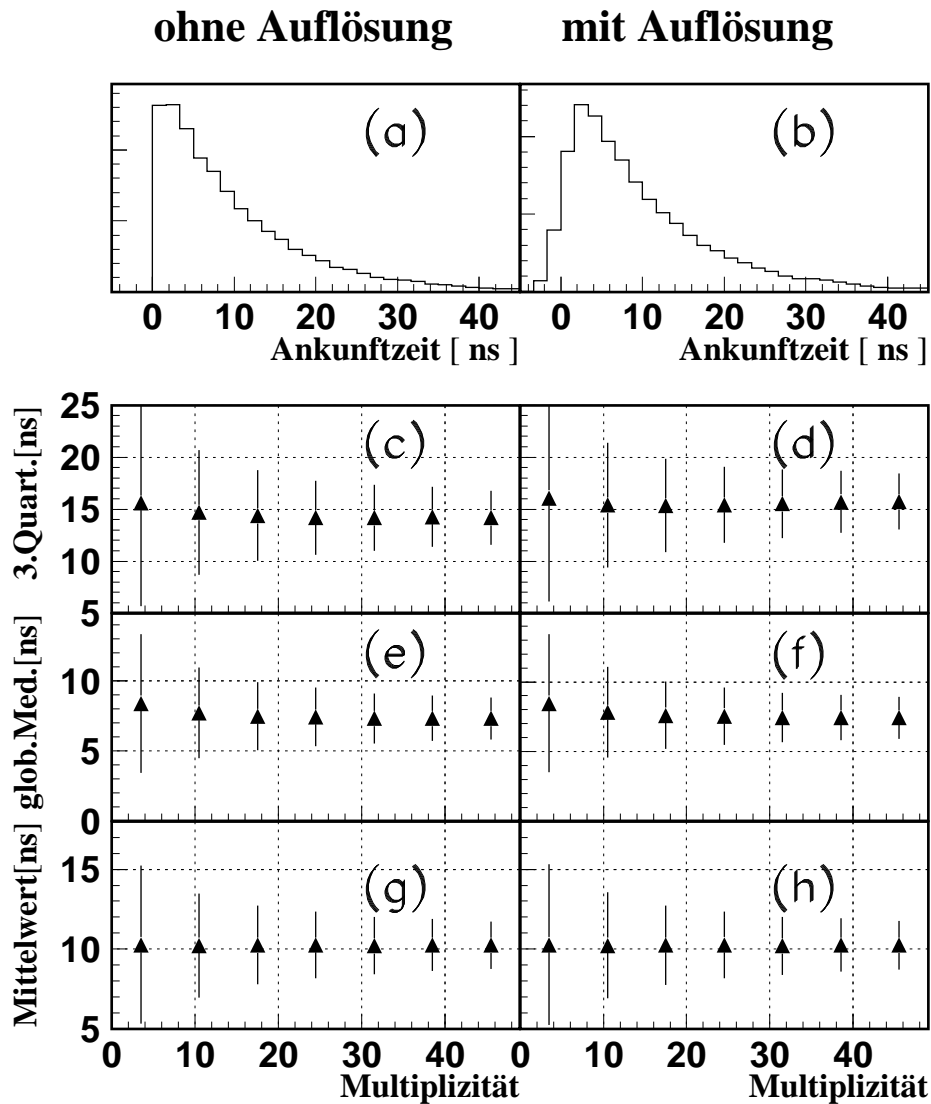


Abb. 4.15: **Multiplizitätsabhängigkeit der Zeitparameter** lok. 3. Quartil (c, d), glob. Median (e, f) und glob. Mittelwert (g, h) der Ankunftszeitverteilungen (a) und (b). (b) berücksichtigt im Vergleich zu (a) eine Zeitauflösung von 1.5 ns, die Fehlerbalken geben die Breite der Verteilungen an.

zunahme der Zeitauflösung ist das 3. Quartil oberhalb einer bestimmten Multiplizität annähernd konstant. Die globalen Mediane zeigen sowohl ohne als auch mit der Zeitauflösung eine Abnahme, wie in (d) zu sehen ist. Der Mittelwert (global) ist dagegen praktisch unabhängig von Multiplizitätseffekten.

In Abbildung 4.16 ist der Parameter σ_{τ} als Funktion des lokalen 3. Quar-

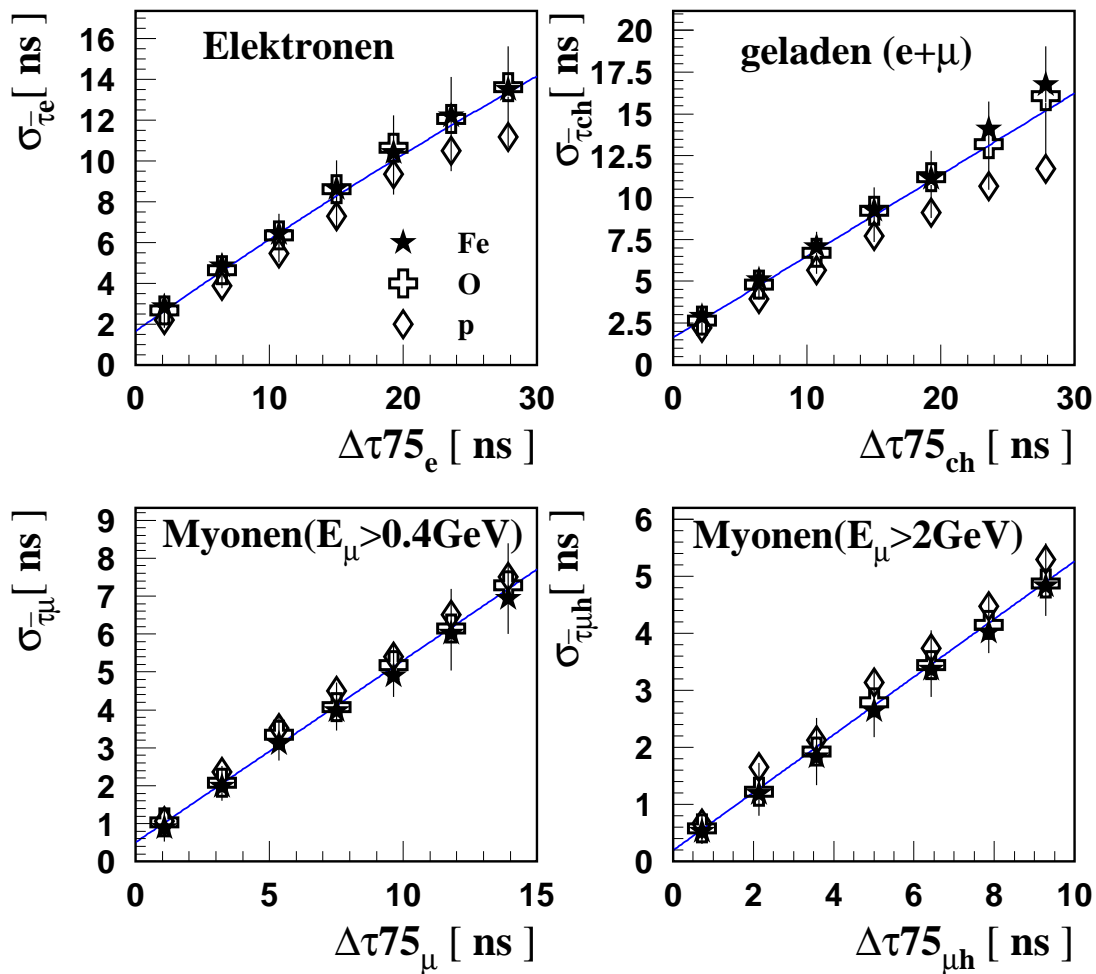


Abb. 4.16: **Beziehung zwischen dem Parameter σ_τ und dem lokalen 3. Quartil** für Elektronen, geladene Teilchen und Myonen der beiden Energieschwellen für alle betrachteten Abstände, Primärenergien und Zenitwinkel (gesamte Statistik). Die Geraden sind Ergebnis einer Anpassung an die Beziehung gemittelt für die drei Primärteilchen.

tils gezeigt. Zwischen diesen beiden Größen ist ein linearer Zusammenhang unabhängig von Energie, Abstand und Zenitwinkel vorhanden. In der Elektronen- und der geladenen Komponente zeigt sich eine leichte Abhängigkeit von der Primärmasse, hier liegen die Werte protoninduzierter leicht neben denen sauerstoff- und eiseninduzierter Schauer. Dennoch läßt sich das lokale 3. Quartil gut mit dem Schauerdickenparameter σ_τ identifizieren, es erscheint aufgrund der geringen Abhängigkeit von der Multiplizität zur Beschreibung der Schauerdicke geeignet und wird bei der Interpretation experimenteller Daten (vgl. Kap. 5) angewandt. Die Lage der Schauerscheibe, also der Parameter $\bar{\tau}$, wird dort mit dem Mittelwert beschrieben, insbesondere werden die Differenzen von Ankunftszei-

ten von Elektron- zur Myonkomponente untersucht. Dabei wird die Differenz der Mittelwerte betrachtet. Die Simulation läßt dabei, wie aus Abb. 4.8 hervorgeht, einen deutlichen, meßbaren Zeitabstand erwarten. Außerdem dürfte der Zeitabstand, entsprechend der Lagen der Schauerscheiben beider Komponenten, von dem Abstand zum Schauerzentrum und den allgemeinen Schauerparametern Energie und Zenitwinkel abhängen.

4.3 Detektorsimulation: Das CRES-Programmpaket

Um die gemessenen Detektorsignale zu verstehen, bedarf es neben der Luftschauersimulation einer Simulation der Detektorantwort. Diese Simulation wird mit Hilfe des CRES-Programmes (Cosmic Ray Event Simulation) durchgeführt, welches auf dem GEANT3-Code basiert [GEA 93]. Hierbei werden sämtliche Detektorkomponenten entsprechend ihrer materiellen Zusammensetzung und ihres geometrischen Aufbaus implementiert. Die physikalisch relevanten Wechselwirkungen der einfallenden Teilchen mit dem Detektormaterial werden berücksichtigt.

Für die Detektoren von Triggerebene und Top-Cluster werden die Energiedepositionen sowie Ankunftszeiten der simulierten Teilchen bestimmt. Als Relativpunkt der Zeitbestimmung dient die um den Lichtweg der Schauerachse verlängerte Zeit der ersten Wechselwirkung. Die Simulation berücksichtigt sowohl Zeitauflösung des Detektors als auch das besondere zeitliche Verhalten der eingesetzten Komponente. Es ist berücksichtigt, daß in etwa 1% aller Fälle das Teilchen den Lichtleiter trifft und zu einem ≈ 3.3 ns [Fes 97] früheren Zeitsignal führt, da die Konversionszeit im Szintillatormaterial für dieses Teilchen wegfällt.

Die Zeitauflösung wird folgendermaßen simuliert:

- Für ein den Detektor treffendes Teilchen wird die aus CORSIKA erhaltene Zeit gemäß des jeweiligen Abstands zum Photomultiplier um die Lichtwegzeit korrigiert,
- bei einem Treffer des zum Detektor gehörenden Lichtleiters wird die Zeit um 3.3 ns korrigiert, da das Signal des Teilchens verfrüht den Photomultiplier erreicht,
- von allen den Detektor treffenden Teilchen eines Schauers wird nur die früheste Zeit selektiert,
- diese Zeit wird gemäß der Energiekorrekturfunktion (Kap. 5.3), welche die Abhängigkeit der gemessenen Zeiten von der deponierten Energie berücksichtigt, korrigiert.

Da für diese Arbeit die Untersuchung der Ankunftszeitverteilung im gesamten mit KASCADE meßbaren Abstandsbereich angestrebt wurde, werden die simulierten Luftschauer gleichmäßig in einem Kreis mit 91 m Radius um den Zentraldetektor verteilt. Dabei wird der Kern jedes Schauers an zehn verschiedenen zufälligen Positionen simuliert, was aus Gründen der begrenzten Rechenzeit angebracht ist. Da in der Regel für jeden Schauer unterschiedliche Abstände und azimutale Bereiche betrachtet werden, sollte dabei kein systematischer Fehler unterlaufen.

Die Daten der Detektorsimulation werden in demselben Datenformat gespeichert wie die experimentellen Daten. Dies erlaubt eine spätere Gleichbehandlung der beiden Datensätze mit denselben Rekonstruktions- und Analyseprogrammen.

Auswertung von KASCADE-Meßdaten

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Luftschauerdaten wurden im Zeitraum von Oktober 1997 bis August 1998 gemessen, was einer Anzahl von etwa 20 Millionen Ereignissen entspricht. Die Meßdaten wurden mit dem Auswertungs- und Rekonstruktionsprogramm KRETA (KASCADE Reconstruction for Extensive Airshowers) verarbeitet. In KRETA werden Meßdaten eingelesen, die Kalibrationen der verschiedenen Detektorkomponenten durchgeführt und die physikalisch relevanten Schauerparameter rekonstruiert.

5.1 Schauerparameter

Wichtige Schauerparameter für die Analyse werden durch die Auswertung der Meßdaten aller Detektorkomponenten gewonnen:

- Array: Die Bestimmung der Elektronenzahl N_e , der Myonzahl N_μ bzw. N_μ^{tr} durch Anpassung der analytischen NKG-Funktion, an die gemessene Teilchendichte. Außerdem erfolgt durch diese Anpassung die Bestimmung der Schauerposition. N_μ^{tr} (tr steht für 'truncated') bezeichnet die Myonzahl integriert von 40–200 Metern. N_μ^{tr} gilt, unabhängig von der Primärmasse, auf KASCADE-Höhe als guter Schätzparameter für die Primärenergie. Die Bestimmung der Teilchendichten geschieht dabei anhand einer durch Simulationsrechnungen gewonnenen Umrechnung der Energiedepositionen ('Lateral Correction Function') [Web 99]. Die Bestimmung der Schauer-

richtung θ , ϕ erfolgt durch eine Anpassung eines Konus an die gemessenen Zeiten der e/γ -Detektoren.

- Kalorimeter: Das Hadronkalorimeter liefert als Parameter rekonstruierte hadronische Energiedepositionen E_{kalo} bzw. eine Anzahl rekonstruierter einzelner Hadronen n_{kalo} .
- Vieldraht-Proportionalkammern: Es werden die Anzahl n_{MWPC} und Positionen x_{pos} , y_{pos} von hochenergetischen (> 2 GeV) Myonen und deren Richtung θ_{MWPC} bzw. Φ_{MWPC} rekonstruiert.
- Triggerebene: Es werden die Anzahl n_{trig} (0–456) und Positionen der angesprochenen Detektoren $x_{postrig}$, $y_{postrig}$ sowie die pro Detektor deponierte Energie E_{trig} und gemessene Zeit t_{trig} ausgegeben, woraus eine Schauerrichtung θ_{trig} , ϕ_{trig} rekonstruiert werden kann.
- Top-Cluster: Es ergeben sich Anzahl n_{top} (0–50) und Orte der angesprochenen Detektoren x_{postop} , y_{postop} sowie die pro Detektor deponierte Energie E_{top} und gemessene Zeit t_{top} . Aus dem Top-Cluster läßt sich ebenso eine Schauerrichtung θ_{top} , ϕ_{top} rekonstruieren.

Hochenergetische Teilchen der e/γ Komponente können die ca. 340 g/cm² dicke Abschirmung der Triggerebene durchdringen und dort registriert werden oder aufschauern und Myonsignale vortäuschen. Dies wurde bereits durch verschiedene Monte-Carlo-Studien untersucht (vgl. [Fur 93] [Sch 93] [Foe 97]). Im wesentlichen hängt die Rate von ‘Punch-Through’-Ereignissen von der betrachteten Primärenergie und dem Abstand zum Schauerzentrum ab. Hochenergetische Elektronen oder Photonen kommen vor allem im zentralen Bereich der Schauer vor, da dort die höchstenergetischen Teilchen auftreten. Zu größeren Primärenergien vergrößert sich der relevante Abstandsbereich entsprechend. Die Studien ergaben, daß der Einfluß der Punch-Through-Ereignisse für die von KASCADE betrachteten Primärenergien außerhalb eines Abstands von 30 m zu vernachlässigen ist. In dieser Arbeit wurde ein geringerer Schnitt von 40 m gewählt.

Aus den Observablen von Triggerebene, Top-Cluster und MWPC werden, wie im folgenden beschrieben, Zeitgrößen rekonstruiert.

5.2 Myonzeiten

Die in der Triggerebene registrierten Zeitsignale werden Myonen zugeordnet, was nach dem oben Gesagten gerechtfertigt ist. Aus Simulations-

rechnungen ergibt sich eine Energieschwelle von 0.4 GeV [Foe 97]. Aufgrund der Größe des betrachteten Abstandsbereichs und des in Kapitel 5.7 beschriebenen Schnitts (b) auf die deponierte hadronische Energie sind in der Triggerebene mögliche Hadronen weitgehend ausgeschlossen.

Aus den Myonkammern lassen sich hochenergetische (> 2 GeV) Myonen in die Triggerebene geometrisch zurückverfolgen ('tracking'), wie in Abb. 5.3 (c) zu sehen ist. Die in dem jeweiligen getroffenen Triggerebenen-Detektor gemessene Zeit wird dem hochenergetischen Myon zugeordnet. Es ergeben sich so, wenn vorhanden, für jedes rekonstruierte Schauerereignis Ankunftszeiten niederenergetischer τ_μ und hochenergetischer $\tau_{\mu h}$ Myonen.

5.3 Energieabhängigkeit der Zeitmessung

Die Elektronik der Detektoren von Triggerebene und Top-Cluster ist mit 'Leading-Edge'-Diskriminatoren ausgestattet. Dieser Diskriminator startet die Zeitnahme des Detektors, sobald eine bestimmte Signalschwelle überschritten ist. Die Energieschwelle der Diskriminatoren ist auf 4 % des wahrscheinlichsten Energiedeposits eines minimal ionisierenden Teilchen eingestellt. Diese feste Schwelle bewirkt, daß Teilchen, die aufgrund der Landau-Fluktuation eine höhere Energie im Detektor deponieren, mit einer früheren Zeit gemessen werden. Eine Verbesserung dieser Situation wäre nur durch den Einsatz von 'Constant Fraction'-Diskriminatoren zu realisieren.

Diese Energieabhängigkeit der Zeitmessung wird aus Abbildung 5.1 (a) und (b) ersichtlich. Hier ist für einzelne Myonen die gemessene Zeitdifferenz zwischen Triggerebenen- und Top-Cluster-Detektor als Funktion der deponierten Energie gezeigt, nachdem die in Kapitel 3.4.3 beschriebene Zeitkalibration von Triggerebene und Top-Cluster erfolgt war. Mit zunehmender deponierter Energie in den Top-Cluster-Detektoren werden die Myonen dort scheinbar früher gesehen, d.h. die Differenz (Triggerebene-Top-Cluster) nimmt zu. Ein gegensätzlicher Verlauf dieser Differenz ist mit zunehmendem Energiedeposit im Triggerebenen-Detektor vorhanden, da hier die gemessene Zeit im Triggerebenen-Detektor früher wird und somit die Zeitdifferenz abnimmt. In der Detektorsimulation (Kap. 4.3) ist der geschilderte Effekt entsprechend implementiert [Hae 00].

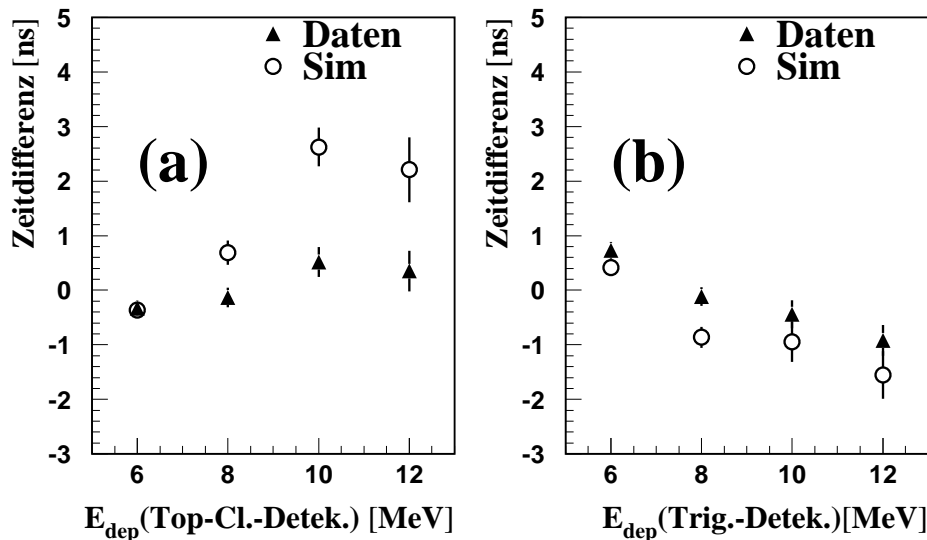


Abb. 5.1: **Energieabhängigkeit der Zeitmessung:** Laufzeitkorrigierte Differenzen der Ankunftszeiten der identifizierten Myonen. (a): Zeitdifferenzen als Funktion der deponierten Energie im Top-Cluster-Detektor, (b): Zeitdifferenzen als Funktion der deponierten Energie im Triggerebenen-Detektor.

5.4 Korrektur der Top-Cluster-Zeiten aufgrund unterschiedlicher Teilchendichte

Ein weiterer zu berücksichtigender Effekt der gemessenen Zeiten in den Top-Cluster-Detektoren ist der 'Dichteeffekt'. Dieser ergibt sich durch die Eigenschaften des Detektors und der durch den Luftschauer vorgegebenen Anzahl der den Detektor treffenden Teilchen. Die Abhängigkeit der gemessenen Zeit von der deponierten Energie, wie in Kapitel 5.3 dargelegt, hat bei höheren Energiedepositionen nicht nur die dort geschilderte Ursache. Hinzu kommt, daß, wenn mehrere Teilchen den Detektor treffen, jeweils nur das 'erste' oder das, was der Detektor bedingt durch seinen Aufbau als das erste 'sieht', gemessen wird. Die Zeitinformationen der darauffolgenden Teilchen werden nur insofern berücksichtigt, daß sie zum Energiedeposit und somit nach dem oben geschilderten Effekt der Energieabhängigkeit zur Zeitmessung beitragen. Es wird bei Teilchendichten größer als einem Teilchen pro Detektor keine unabhängige Auswahl von Teilchen aus den gesamten Schauerteilchen getroffen, sondern bevorzugt die ersten Teilchen von Unterauswahlen, die aus zwei oder mehr Teilchen bestehen, registriert.

In Abbildung 5.2 ist beispielhaft die simulierte Ankunftszeit von Schauerteilchen, die in den Top-Cluster-Detektoren gemessen werden, relativ zur Schauerzentrumszeit in einem festen Energie- und Zenitwinkelbereich als Funktion der deponierten Energie gezeigt. Die jeweilige deponierte Energie im Detektor ist, vernachlässigt man Fluktuationen des Energieverlusts der Teilchen (Landauverteilung), ein Maß für die Teilchendichte. Es zeigt sich hier, daß zu höheren Teilchendichten frühere Zeiten gemessen werden. Der gezeigte funktionale Zusammenhang hängt von den verschiedenen Schauerparametern ab. Es muß quantifiziert werden, um wieviel früher ein Teilchen gemessen wird, was neben der Teilchendichte selbst im wesentlichen von der Schauerdicke abhängt, die eine Funktion des Abstandes zum Schauerkernel, der Primärenergie und des Zenitwinkels ist. Unterschiedliche Primärteilchen haben weniger

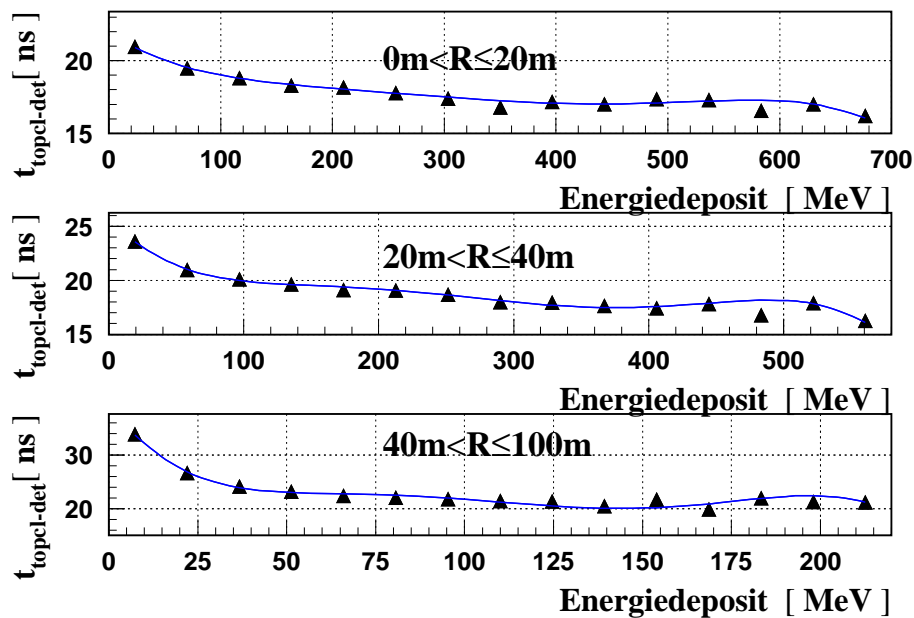


Abb. 5.2: **Dichtekorrektur der Top-Cluster-Zeiten:** Simulation: Vom Detektor gemessene Zeit relativ zur Schauerzentrumszeit als Funktion der deponierten Energie in einem Energie- und Zenitwinkelbereich ($4.0 < \lg N_{\mu}^{tr} \leq 4.25$ und $0^{\circ} \leq \theta < 15^{\circ}$). Angepaßt ist ein Polynom fünften Grades.

Einfluß, da die Schauerdicke der elektromagnetischen Komponente, wie Simulationsrechnungen zeigen (vgl. Kap. 4.2), kaum vom Primärteilchen abhängt. Zur Korrektur des Dichteeffekts wird jede Zeit gemäß der aus Simulationen erhaltenen Zeit-Energiedeposition-Beziehung korrigiert. An diese Beziehung wird ein Polynom fünften Grades angepaßt.

Diese Anpassung erfolgt für fünf Abstandsbereiche, drei Energie- und Zenitwinkelbereiche. Es zeigte sich, daß die Anpassung für die drei Abstandsbereiche von 40 – 100 m annähernd identische Ergebnisse liefert, weswegen diese Abstandsbereiche zu einem zusammengefaßt werden. Als fester Zeitbezugspunkt dient dabei die Zeit, die am wahrscheinlichsten bei einem minimal ionisierenden Teilchen (6.4 MeV) gemessen wird.

Bei der Messung der Myonzeiten in der Triggerebene braucht der geschilderte Effekt nicht berücksichtigt zu werden, da die Teilchendichten von Myonen in dem später betrachteten Abstandsbereich (Kap. 5) selten größer als ein Teilchen pro Detektor sind. Vereinzelte Ereignisse mit Detektoren mit höheren Teilchendichten können ohne einen wesentlichen Einfluß auf die Anzahl der auswertbaren Ereignisse von der Analyse ausgeschlossen werden.

5.5 Myon-Elektron-Separation im Top-Cluster

Die im Top-Cluster registrierten Luftschauerteilchen setzten sich je nach Energie, Primärteilchen und Abstand zum Schauerzentrum sowie Zenitwinkel aus einer Komposition von Elektronen, Myonen und einer geringen Anzahl von Hadronen zusammen. So liegt das Verhältnis der Elektronen- zur Myondichte laut Simulation für senkrechte niederenergetische Protonschauer in der Größenordnung zwischen 50 und 10 sowie für Eisenschauer zwischen 15 und 4 im Abstandsbereich von 20–150 m. Zu größeren Zenitwinkeln hin nimmt das Elektron-Myondichte-Verhältnis immer mehr ab, da die elektromagnetische Komponente bei einer zunehmenden Atmosphärendicke früher absorbiert wird als die myonische. Der Aufbau des Zentraldetektors (vgl. Kap. 3) erlaubt es, die Signale der Top-Cluster-Detektoren, welche von Myonen stammen, auszuschließen, d.h. die Elektronen zu separieren. Dabei wird ausgenutzt, daß der Großteil der Myonen, die im Top-Cluster registriert werden, aufgrund ihrer Energien auch in den Triggerebenen-Detektoren gemessen werden; laut Simulationsrechnungen haben nur ca. 2% der Myonen Energien kleiner als die Energieschwelle der Triggerebene (0.4 GeV) .

Außerdem wirkt sich dabei die große Flächenbelegung der Triggerebene günstig aus.

Wird in einem Schauerereignis ein Myon in der Triggerebene registriert, so wird die Spur parallel zur Richtung der Schauerachse bis in das Top-Cluster zurückverfolgt. Obwohl Myonen abhängig von Abstand zum Schauerzentrum nicht dieselbe Richtung wie die Schauerachse haben (Abweichung von einigen Grad), ist der Unterschied aufgrund des geringen

Top-Cluster-Triggerebenen-Abstands zu vernachlässigen. Befindet sich in der näheren Umgebung des Schnittpunktes dieser Spur mit der Top-Cluster-Ebene ein Detektor mit gültigem Zeitsignal, werden die Zeiten dieses und des Nachbardetektors dieser Station von der Analyse ausgeschlossen (Abb.5.3 (a)).

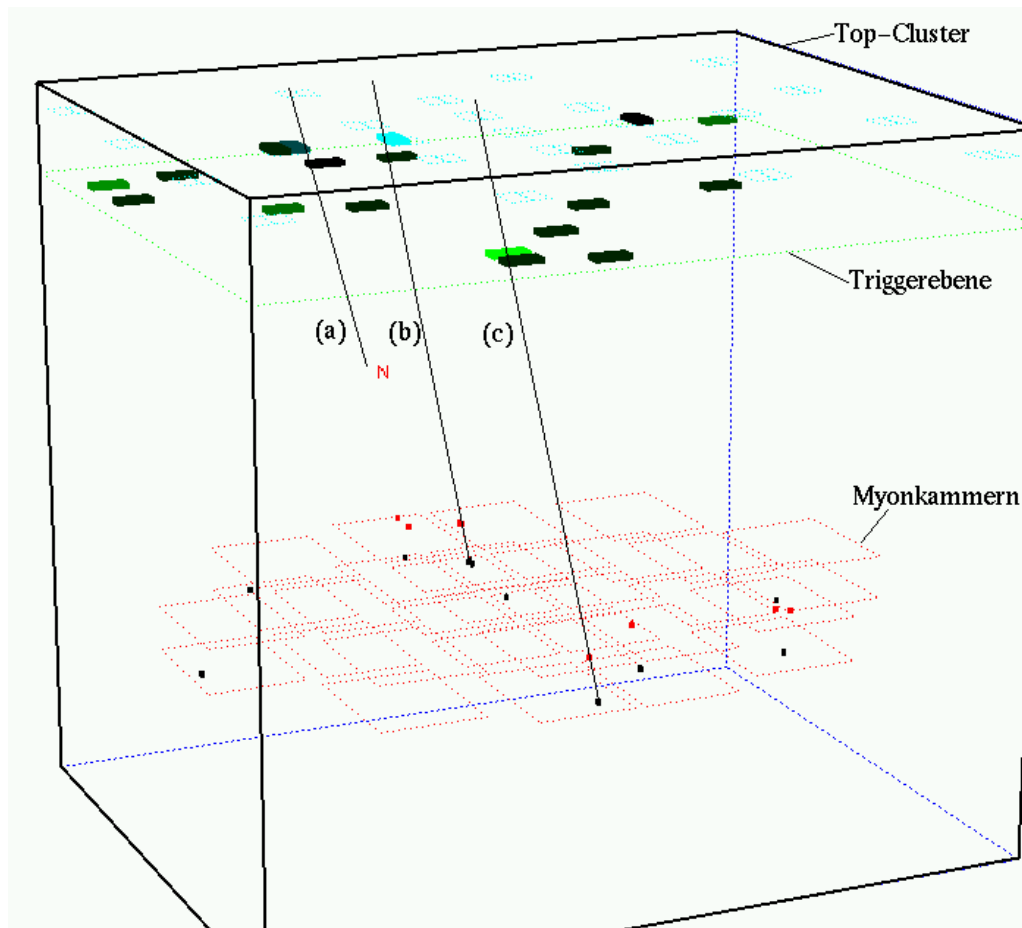


Abb. 5.3: **Schauerereignis dargestellt durch das KASCADE-Eventdisplay.** Spur (a): eines niederenergetischen Myons ($E > 0.4$ GeV) registriert in Top-Cluster und Triggerebene, (b): eines hochenergetischen Myons $E > 2$ GeV) registriert in Top-Cluster, Triggerebene und Myonkammern, (c): eines hochenergetischen Myons registriert in Triggerebene und Myonkammern.

Letzteres ist notwendig, da die Ortsauflösung der Detektoren gering ist und die Orientierung der Detektoren, die eine rechteckige Form haben, zwischen Triggerebene und Top-Cluster um 90° gedreht ist. Zusätzlich werden die in Kap. 5.2 beschriebenen von der Myonkammer rekonstruierten Myonen (Abb. 5.3 (b)), wenn sie in dem Top-Cluster ein Signal erzeugt

haben, ausgeschlossen. Die unvollständige Flächenbelegung der Triggerebene ist der Grund dafür, daß dieser Fall zu berücksichtigen ist, da Myonen durch die Lücken der Triggerebenen-Detektoren gehen können und somit von dem oberen Schnitt nicht berührt werden.

Die Effizienz dieser Separation wird mit Hilfe von Simulationen bestimmt (Tabelle 5.1). Diese Tabelle zeigt, mit welcher Wahrscheinlichkeit Myonen von Schauern aller Energie- und Winkelbereiche im Top-Cluster die Schnitte überleben. Die Effizienz liegt aufgrund der oberen Bedingungen mit ca. 74 % im Bereich der Flächenbelegung (73%) der Triggerebene.

Die von den Myonen 'bereinigten' Top-Cluster-Zeiten werden im folgenden als Elektron-Zeiten τ_e , die 'unbereinigten' als geladene Teilchen-Zeiten τ_{ch} bezeichnet.

n_μ	n_{leb}	n_{cut}
1	0.27	0.73
2	0.55	1.45
3	0.76	2.24
4	0.84	3.16
		$\approx 74\%$

Tab. 5.1: **Effizienz der Myon-Elektron-Separation:** n_μ bezeichnet die Anzahl von Myonen im Top-Cluster, n_{leb} die von der Separation nicht geschnittenen und n_{cut} die geschnittenen Myonen. Im Mittel werden $\approx 74\%$ der Myonen im Top-Cluster geschnitten.

5.6 Analyse der Daten

Aus den gemessenen Zeiten werden die Zeitgrößen, wie in dem Kapitel 4.2.5 beschrieben, ermittelt und bezüglich ihrer Abhängigkeit von allgemeinen Schauerparametern untersucht. Die betrachteten Zeitgrößen zur Beschreibung der Schauerdicke sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt.

Parameter	Definition
$\Delta\tau_{75_e}$	lokales 3.Quartil der $e^{+/-}$
$\Delta\tau_{75_{ch}}$	lokales 3.Quartil der geladenen Teilchen
$\Delta\tau_{75_\mu}$	lokales 3.Quartil der μ ($E > 0.4$ GeV)
$\Delta\tau_{75_{\mu h}}$	lokales 3.Quartil der μ ($E > 2$ GeV)

Tab. 5.2: **Definition der Abkürzungen von Zeitgrößen** zur Beschreibung der Dicke der Schauerscheibe.

Eine Messung der Lage der Schauerscheibe relativ zur Ankunftszeit des Schauerzentrums, wie es in der Simulation betrachtet wurde, ist mit dem zur Verfügung stehenden Aufbau des KASCADE-Experiments nicht möglich. Aus der Bestimmung der Schauerrichtung mit Hilfe des

KASCADE-Array läßt sich eine Ankunftszeit des Schauerzentrums berechnen. Allerdings ist die Detektorsimulation dieser Zeit, wie sich gezeigt hat, z. Zt. fehlerhaft. Ein weiterer Grund, der gegen diesen Bezugspunkt spricht, ist die damit verbundene Schwierigkeit, ihn gegen das Zeitmeßsystem von Triggerebene und Top-Cluster zu eichen; die Kalibration mit einzelnen Myonen ist aufgrund des geometrischen Aufbaus verständlicherweise nicht möglich.

Um die zeitliche Lage der Schauerscheibe zu bestimmen, sind somit andere Bezugspunkte nötig. Es wird als Bezugspunkt für die Messung der Myonenzeiten der Mittelwert der gemessenen Elektronenzeiten, bestimmt mit dem Top-Cluster, benutzt und somit der zeitliche Abstand der Myon- und Elektronkomponente bestimmt.

Nach Abschluß der Simulationen zeigte sich, daß 18 der 50 Detektoren des Top-Clusters in der Simulation fehlerhaft behandelt wurden. Somit werden die Informationen dieser 18 Detektoren von den Analysen ausgeschlossen und nur die Daten der verbleibenden 32 Detektoren sowohl in realen Daten als auch in Simulationen herangezogen.

5.7 Schauerselektionen

Zur Analyse der Daten werden die in Tabelle 5.3 aufgeführten Schnitte an die Schauer angewandt.

Mit Schnitt (a) wird gewährleistet, daß in Detektoren der Triggerebene hohe Zahlen von Teilchen ausgeschlossen werden und so auf die Dichtekorrekturen, wie in Kapitel 5.4 beschrieben, verzichtet werden kann. Durch Schnitt (b) wird

Schnitt	Parameter
(a)	$n(E_{trig} > 20 MeV) = 0$
(b)	$E_{kalo}, n_{kalo} = 0$
(c)	$n_{elek}, n_{geladen}, n_{\mu}, n_{\mu h} > 3$
(d)	$3.7 < \lg N_{\mu}^{tr} \leq 4.5$
(e)	$\lg N_{\mu} > 4.745 - 0.212 \cdot \lg N_e$
(f)	$0^{\circ} \leq \theta < 40^{\circ}$
(g)	$\sqrt{x_{core}^2 + (y_{core} - 5.19)^2} < 91m$
(h)	$40m \leq R_{core}$

erfüllt, daß keine Hadronen im Zentraldetektor (a) bis (h).

registriert werden, die aufschauern und dadurch die betrachteten Zeitsignale verfälschen würden. Schnitt (c) fordert eine Mindestmultiplizität von registrierten Teilchen (Elektronen, Myonen), durch deren Ankunftszeiten die oben beschriebenen Zeitgrößen bestimmt werden. Die Schnitte (d) und (e) stellen sicher, daß sehr niederenergetische Schauer nicht in die Auswertung eingehen, da hier aufgrund der Triggereffizienz des Experiments ein Vergleich mit Simulationen erschwert würde.

Das Experiment wird sowohl von der Triggerebene, als auch dem Top-Cluster getriggert, wobei als Triggerbedingung 8/456 bzw. 8/50 gilt. Das Detektorarray triggert mit einer Bedingung, die fordert, daß in mindestens einem Cluster die Hälfte der Detektoren angesprochen haben muß. Dies führt zu einer Triggerrate von zusammen ca. 2 Hz. Außerdem ist an die Schauer die Bedingung gestellt, daß sie von dem Array rekonstruiert wurden, d.h. die Bestimmung der allgemeinen Schauerparameter nicht fehlschlug. Diese Bedingung sollte durch den Energieschnitt berücksichtigt sein.

Der elektromagnetische 'punch through' bewirkt, daß in der Triggerebene gemessene Zeiten nahe am Schauerzentrum nicht notwendigerweise von Myonen stammen.

Aus diesem Grund werden nur größere Abstände betrachtet, was sich in Schnitt (h) niederschlägt. Es muß weiterhin geprüft werden, ob durch die oberen Schnitte möglicherweise Schauer abhängig von ihrem Schauerabstand bevorzugt selektiert werden, d.h. die in der Realität vorkommende Gleichverteilung aufgehoben wird. In Abbildung 5.4 ist in verschiedenen Energieintervallen die Anzahl pro m^2 der in die Analyse eingehenden Schauer als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum dargestellt. Der Zenitwinkel wurde auf 15° bis 20° beschränkt, da eine Abhängigkeit der Anzahl der rekonstruierten Schauer von dem Zenitwinkel aufgrund des Flusses und der Triggerbedingung angenommen werden kann. Die

Anzahl nimmt zu großen Primärenergien hin stark ab, was durch das steil abfallende Potenzspektrum bedingt ist. Die Anzahl sollte innerhalb

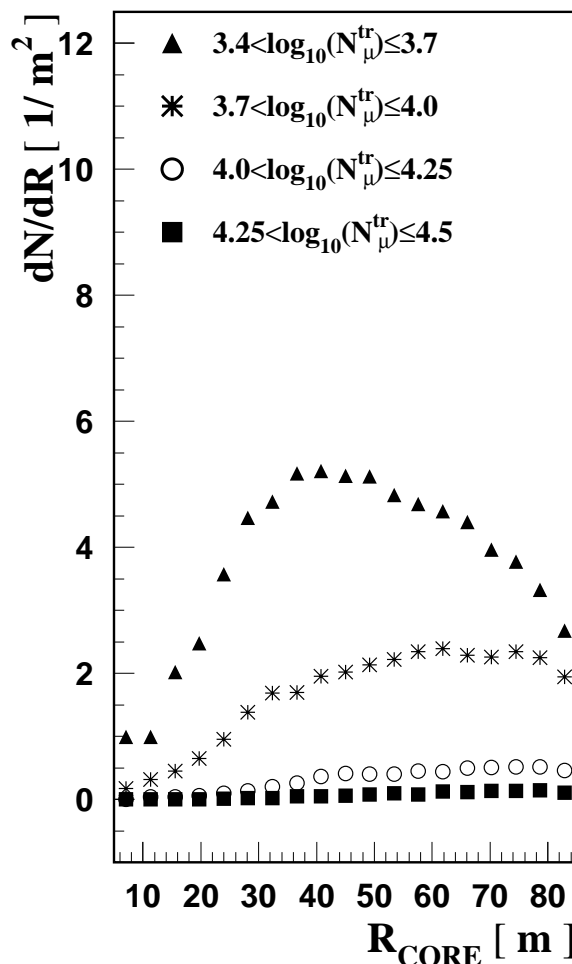


Abb. 5.4: Anzahl der auswertbaren rekonstruierten Schauer (je Quadratmeter) als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum (nach allen Schnitten außer (d) und (h)). $15^\circ < \theta \leq 20^\circ$.

desselben Energiebereichs unabhängig von dem Abstand sein.

Zu größeren Abständen nimmt hier für die Schauer des unteren Energiebereichs die Anzahl ab, was dadurch begründet ist, daß die Schauer immer schwerer die Triggerbedingung und den Multiplizitätsschnitt (c) erfüllen. Bei höheren Energien ist in dem später betrachteten Abstandsbe-
reich ein annähernd konstanter Verlauf zu sehen, was Schnitt (d) bestätigt. Zu geringen Abständen hin zeigt sich für alle Energiebereiche eine Ab-
nahme bis zum Nullpunkt, was sich mit der dort vorhandenen hadronischen Komponente erklärt, die mit Schnitt (b) ausgeschlossen wird. In den
Abständen oberhalb von 40 m ist ein annähernd konstanter Verlauf der Anzahl rekonstruierter Schauer mit $N_{\mu}^{tr} > 3.7$ zu sehen, was eine weitere Begründung für Schnitt (h) ist. Die Rekonstruktion der Schauergrößen N_e bzw. N_{μ} durch das Array wird oberhalb von 40° zu ungenau, was die Begründung für Schnitt (f) ist. Schnitt (f) spielt in Bezug auf die Anzahl der auswertbaren Schauer keine große Rolle, da der Anteil mit einem Zenitwinkel von größer als 40° rekonstruierten Schauer aufgrund der Trig-
gereffizienz vergleichsweise gering ist. Schnitt (g) begrenzt die Positionen der Schauerkerne auf einen Kreis mit 91 m Radius um den Zentraldetektor, da für sehr große Abstände die Genauigkeit der Rekonstruktion der Position des Schauerzentrums zu ungenau ist, weswegen diese Schauer nicht berücksichtigt werden.

5.7.1 Messung der Schauerdicke

Die Schauerdicke von Elektronen, geladenen Teilchen und Myonen wird mit dem jeweiligen lokalen 3. Quartil, wie von der Simulation nahegelegt, identifiziert. Der Zenitwinkel wird bei den folgenden Analysen zunächst auf den Bereich von 15° – 20° beschränkt, da eine Zenitwinkelabhängigkeit der Zeitgrößen vorhanden ist (vgl. Kap. 4.2.4), auf die erst später eingegangen wird. In Abbildung 5.5 ist die Verteilung des lokalen 3. Quartils für die Elektronen und geladene Komponenten gezeigt. Da die Schauerdicke dieser Komponenten, wie in Kapitel 4.2.4 gezeigt (vgl. Abb. 4.9), wenig von der Primärmasse abhängt, sind hier die Simulationsdaten mit einer Komposition von (p:O:Fe) eingezeichnet, in der jede Masse denselben Anteil hat. Die Lage der Verteilungen verschieben sich mit zunehmendem Radius zu größeren Werten, und die Verteilungen werden breiter. Simulation und Daten zeigen insbesondere für große Abstände Diskrepanzen. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilungen der 3. Quartile von Myonen beider Energieschwellen. Die Unterschiede in diesem Parameter für Schauer verschiedener Primärmasse, wie die 'reinen' CORSIKA-Simulationen, d.h. ohne Berücksichtigung der Detektoren, vor allem bei den niederenergetischen

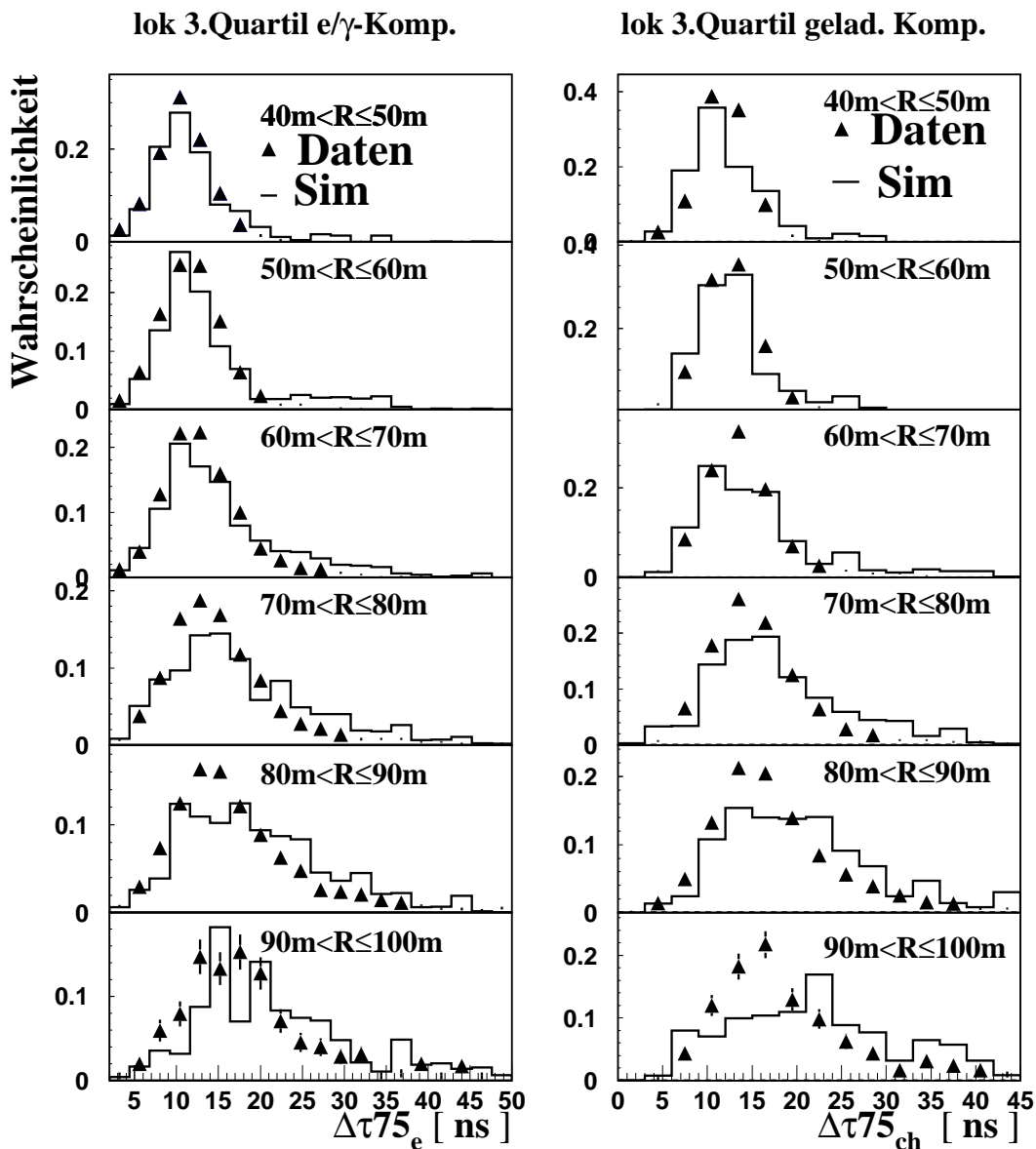


Abb. 5.5: **Schauerdicke von Elektronen und geladenen Teilchen:** Verteilung des (links) lokalen 3. Quartils der Elektronen, (rechts) lokalen 3. Quartils der geladenen Teilchen in verschiedenen Abständen zum Schauerzentrum (normiert auf eins).

Myonen zu sehen ist, sind hier kaum noch vorhanden. Es zeigt sich, bedingt durch das Detektorverhalten, ein 'Versmieren' der Verteilungen. Hinsichtlich des Verhaltens mit zunehmendem Radius ist hier ein ähnliches Verhalten wie bei Elektronen und geladenen Komponenten vorhanden. Simulation und Daten liegen in sehr guter Übereinstimmung. Abbil-

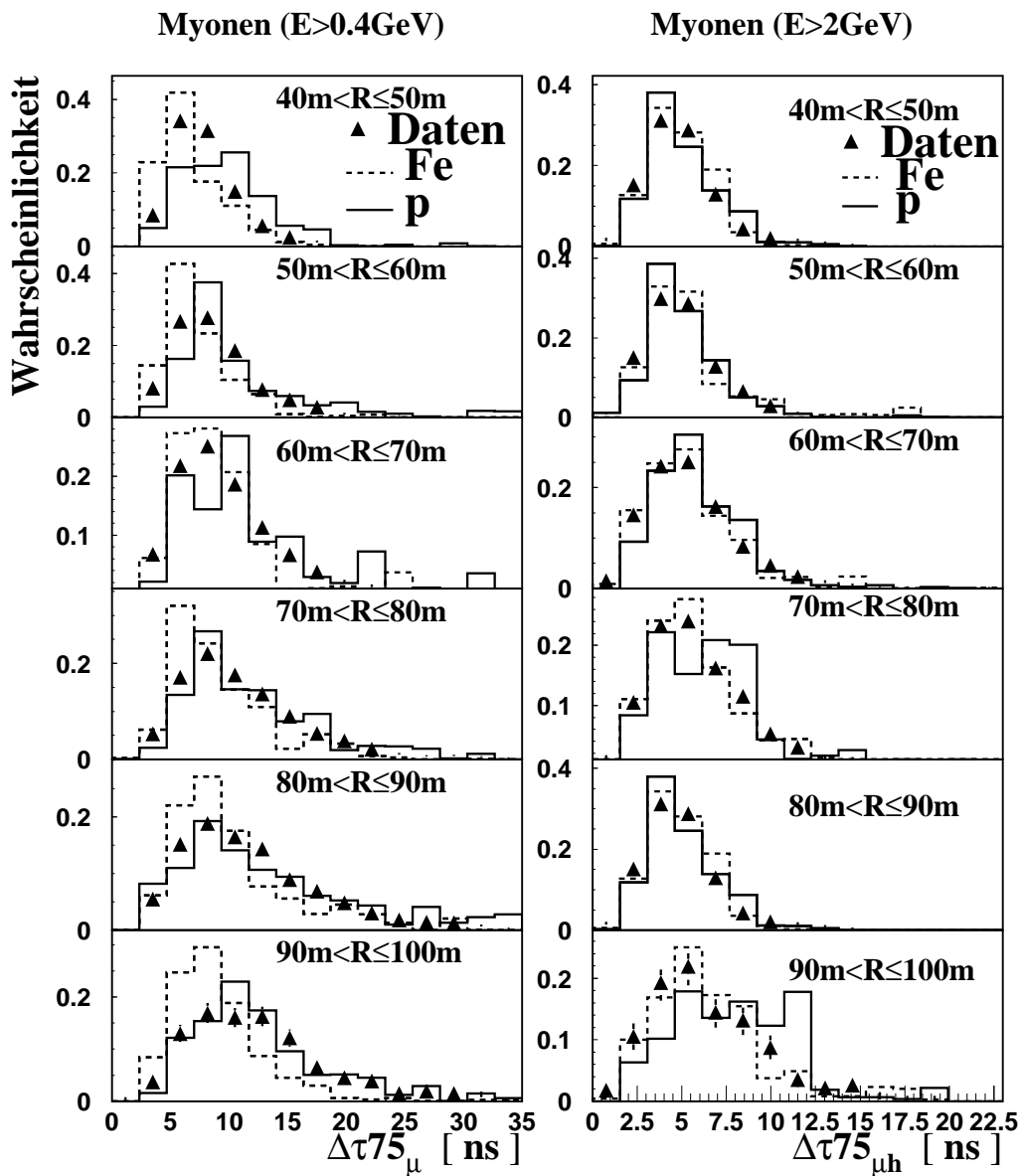


Abb. 5.6: **Schauerdicke der Myonen:** Verteilung des (links) lokalen 3. Quartils der $\mu_{E>0.4\text{GeV}}$, (rechts) lokalen 3. Quartils der $\mu_{E>2\text{GeV}}$ in verschiedenen Abständen zum Schauerzentrum (normiert auf eins).

dung 5.7 gibt explizit den Mittelwert der Verteilungen als Funktion des Abstandes an. Der schraffierte Bereich deutet die von beiden Primärmasse, Proton und Eisen, aufgespannte Fläche an. An die Simulationsdatenpunkte werden dabei Geraden angepaßt, die dann die Fläche aufspannen. Die Breiten der Bereiche geben somit ein Maß für mögliche Massensensitivität, vor allem haben sie jedoch eine Ursache in der durch geringe Simu-

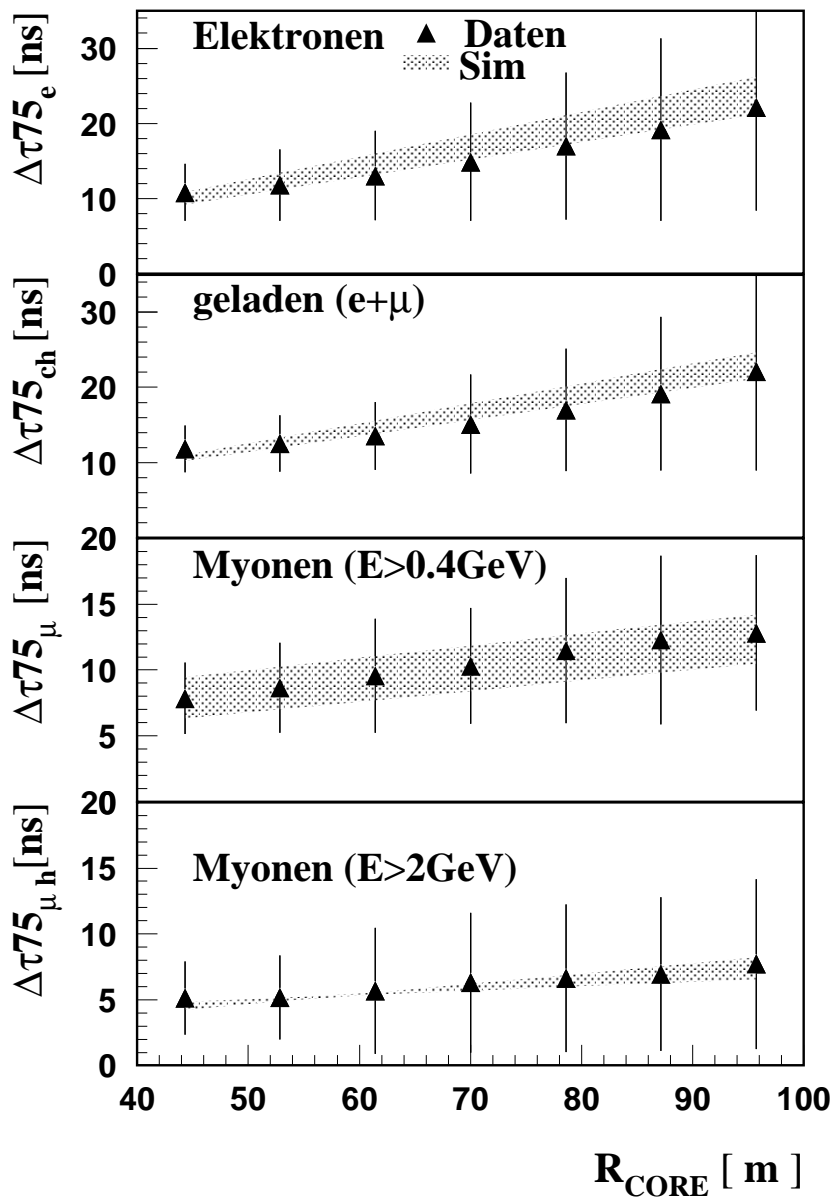


Abb. 5.7: **Abstandsabhängigkeit der Schauerdicke:** Mittleres lok. 3. Quartil der Elektronen, geladenen Teilchen, $\mu_{E>0.4GeV}$ und $\mu_{E>2GeV}$ als Funktion des Abstandes.

lationsstatistik bedingten Fluktuationen.

Die Fehlerbalken spiegeln die Breite (Standardabweichung) der Verteilungen der Daten wider. Wie deutlich zu sehen ist, ist die Simulation mit den Daten für die Myonverteilungen gut verträglich, Differenzen sind, wie auch schon in den Verteilungen (Abb. 5.5) zu sehen ist, für die Elektronen und die geladene Komponenten vorhanden. Hierbei sagen die Simulationen etwas höhere Werte voraus.

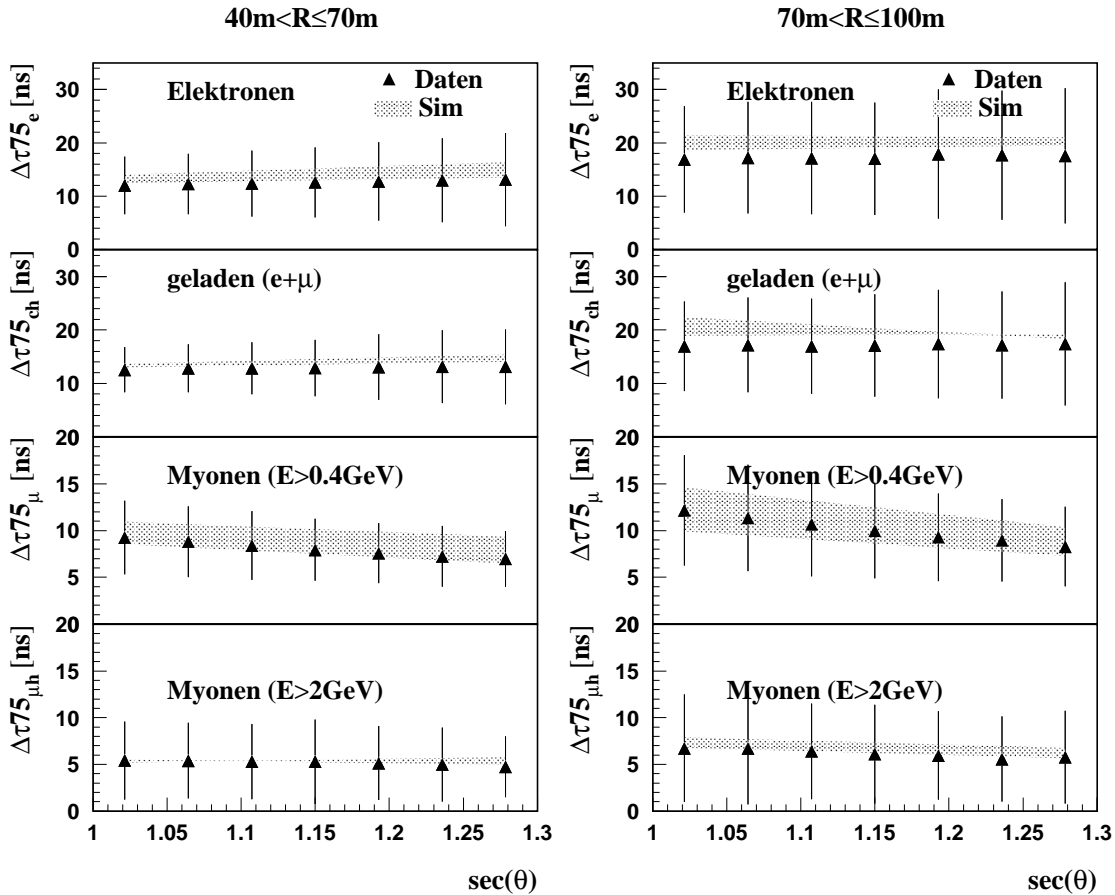


Abb. 5.8: **Zenitwinkelabhängigkeit der Schauerdicke:** Dargestellt sind die mittleren lok. 3. Quartile für die vier Teilchenklassen in Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ für links: 40–70 m und rechts: 70–100 m.

Die Winkelabhängigkeit der Schauerdicke aller Komponenten ist in Abbildung 5.8 für zwei verschiedene Abstandsbereiche gezeigt. Die Elektron- und geladene Komponente zeigt hier keine Abhängigkeit von dem Zenitwinkel, d.h. sie ist annähernd konstant. In der Myonkomponente ist eine leichte Abnahme mit dem Zenitwinkel zu verzeichnen. Der schraffierte Bereich der Simulationen ist wieder durch an die Simulationenpunkte angepaßte Geraden aufgespannt. Die Energieabhängigkeit der Schauerdicke zeigt Abbildung 5.9. Die Abhängigkeit für die Komponenten ist recht schwach. Für die Myonkomponente würde eher eine Zunahme, für Elektronen und geladene Teilchen eher eine Abnahme sprechen.

5.7.2 Analyse von relativen Ankunftszeitverteilungen

Neben der Bestimmung der Schauerdicke der Elektron- und der Myonkomponente bietet der Zentraldetektor von KASCADE die Möglichkeit,

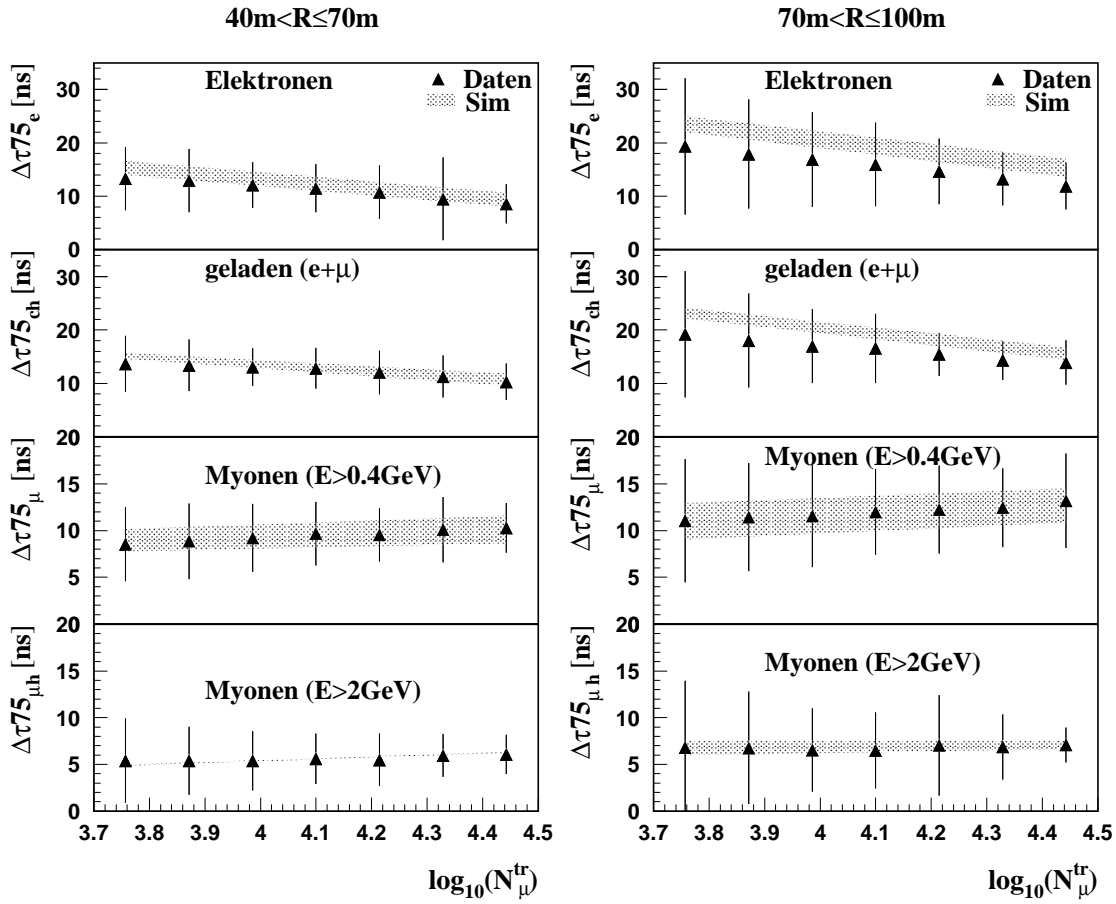


Abb. 5.9: **Energieabhängigkeit der Schauerdicke:** Dargestellt sind die mittleren lok. 3. Quartile für die vier Teilchenklassen in Abhängigkeit vom Energieparameter N_{μ}^{tr} für links: 40–70 m und rechts: 70–100 m. Sich überschneidende Geraden der Simulationsdaten haben lediglich ihre Ursache in der sehr geringen Simulationsstatistik.

Zeitdifferenzen zwischen diesen beiden Komponenten zu messen.

Parameter	Definition
$\Delta\tau_{e-\mu}$	Differenz der Mittelwerte der Zeiten von Elektronen und niederenergetischen Myonen ($E > 0.4$ GeV)
$\Delta\tau_{e-\mu h}$	Differenz der Mittelwerte der Zeiten von Elektronen und hochenergetischen Myonen ($E > 2$ GeV)

Tab. 5.4: **Definitionen der Abkürzungen von Zeitgrößen** zur Beschreibung der Differenzzeiten von Elektronen und Myonen.

Eine schematische Darstellung dieser Differenzzeitmessung gibt Abbildung 5.10. Da die Myonenfront in der Regel vor der Elektronenfront

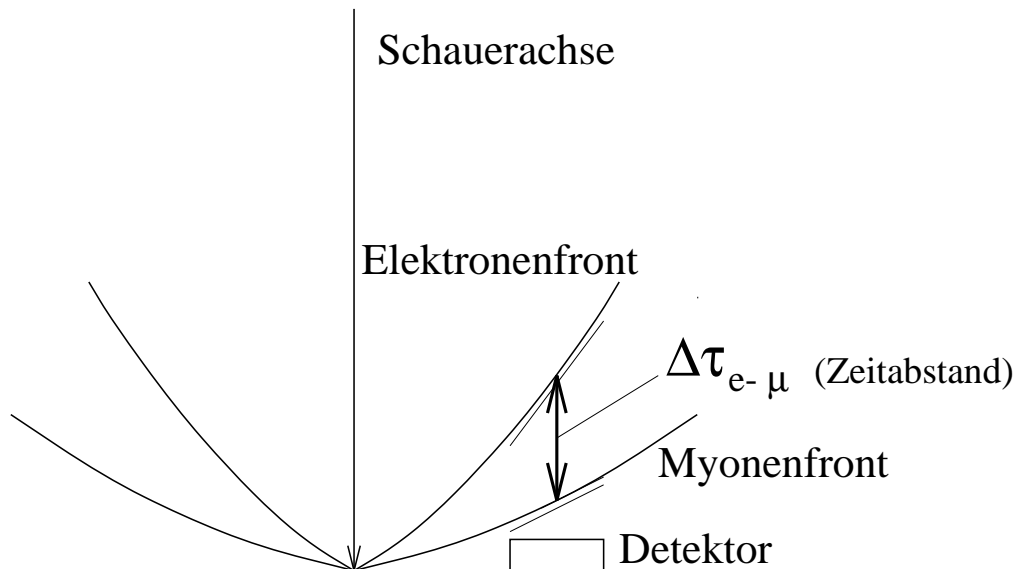


Abb. 5.10: Schematische Darstellung der Messung von Differenzzeiten von Myon- und Elektronenfront.

eintrifft, wird als Differenzzeit $\Delta\tau_{e-\mu}$ die Differenz des Mittelwerts der Elektronenzeiten relativ zum Mittelwert der Myonzeiten definiert (Tab. 5.4). Die Zeitdifferenz nimmt so i.a. positive Werte an. Die Verteilungen dieser Differenzzeiten ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Es wird hier zwischen folgenden Zeitdifferenzen unterschieden:

- (a): Die Differenz der Mittelwerte der Ankunftszeiten von Elektronen und niederenergetischen Myonen.
- (b): Die Differenz der Mittelwerte der Ankunftszeiten von Elektronen und hochenergetischen Myonen.

Die Verteilungen werden zu größeren Abständen breiter und die Lage verschiebt sich. Negative Zeitabstände sind als Ergebnis der allgemeinen Schauerfluktuation zu verstehen.

Die Differenzzeiten sind für die hochenergetischen Myonen im Mittel größer als für die niederenergetischen Myonen, was mit dem Simulationsergebnis aus Kapitel 4.2.1 übereinstimmt, daß hochenergetische Myonen früher eintreffen. Der Zeitabstand zu den Elektronen nimmt somit zu.

Die Simulationen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Daten und es gibt keine wesentlichen Unterschiede bzgl. der Primärmasse. Der Mittelwert dieser Verteilungen in Abhängigkeit vom Abstand ist in Abbildung 5.12 für die niederenergetischen Myonen dargestellt. Die

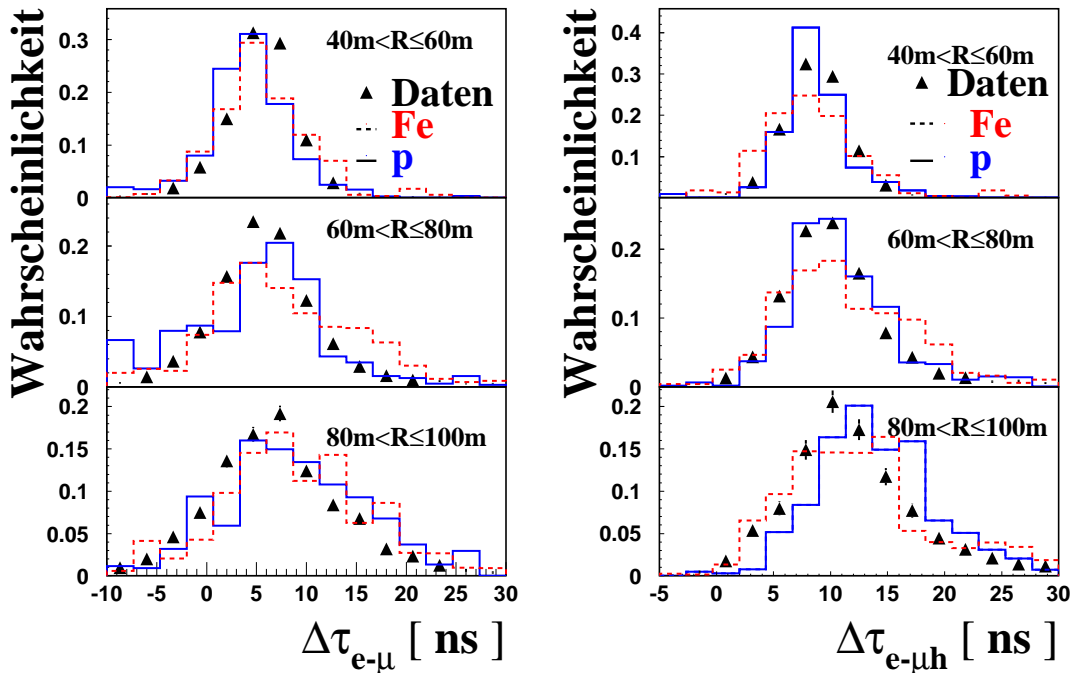


Abb. 5.11: **Differenzzeitverteilungen:** Differenz der Mittelwerte der Ankunftszeiten von Elektronen und Myonen, (links): für niederenergetische Myonen ($E > 0.4$ GeV) (rechts): hochenergetische Myonen ($E > 2$ GeV). $0^\circ < \theta \leq 40^\circ$, $\lg(N_\mu^{tr}) > 3.7$.

schrattierte Fläche zeigt wieder den durch die Simulationen der zwei extremen Primärmassen aufgespannten Bereich (wie oben). Die Breite des Bereichs gibt ein Maß für eine mögliche vorhandene Massensensitivität. Außerdem spielen hier Fluktuationen aufgrund der begrenzten Simulationsstatistik eine Rolle. In Abb. 5.12 (links) ist der Vergleich der Daten mit idealen Simulationsdaten, d.h. die volle Teilchenstatistik ohne Berücksichtigung von Detektoreffekten (Auflösung) dargestellt. Hier sind die Zeitdifferenzen in den simulierten Ankunftszeiten mit Ausnahme des größten Energiebereichs größer als die der Daten. Unter Hinzunahme der Detektorauflösung und der damit begrenzten Teilchenzahl (Abb. 5.12 (rechts)) liegen die Simulationen im Vergleich zur idealen Simulation tiefer. Dieses läßt sich verstehen, da trotz der in Kap. 5.5 beschriebenen Myon-Elektron-Separation im Top-Cluster in etwa jedes vierte Myon diesen Schnitt überlebt und somit als Elektron fehlinterpretiert wird. Da Myonen i.a. frühere Ankunftszeiten als Elektronen besitzen, kommt es dazu, daß der aus den Elektronenzeiten gebildete Mittelwert kleinere (frühere) Werte annimmt, weswegen die Differenz der Mittelwerte von

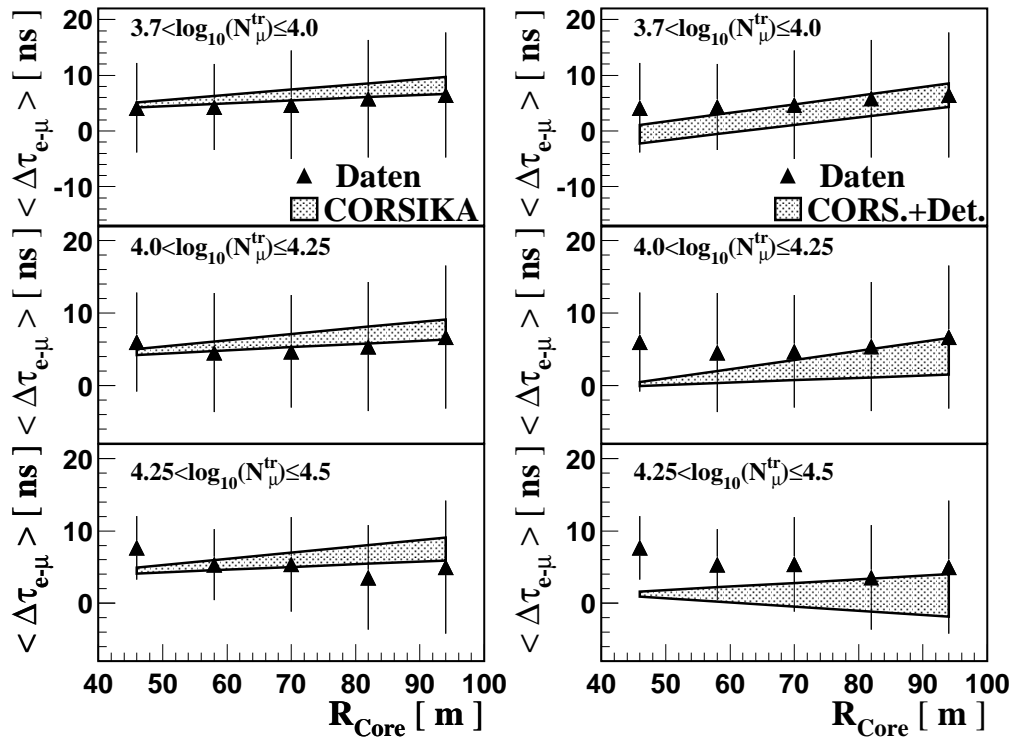


Abb. 5.12: **Abstandsabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen für niederenergetische Myonen:** Mittelwerte der Mittelwertdifferenzen von Ankunftszeiten der Elektronen und niederenergetische Myonen ($E > 0.4$ GeV) als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum. Im Vergleich mit (links): 'reinem' CORSIKA, (rechts): CORSIKA inklusive der Detektorsimulation. Die Fehlerbalken geben ein Maß für die Breite der Verteilungen der experimentellen Daten.

Elektronen- und Myonenzeiten kleiner wird. Der Mittelwert dieser Verteilungen in Abhängigkeit vom Abstand ist in Abbildung 5.13 für die hochenergetischen Myonen dargestellt. Hier zeigt sich derselbe Effekt wie schon bei den niederenergetischen. Da im zeitlichen Abstand der Elektronen zu den hochenergetischen Myonen, wie die ideale Simulation zeigt (Abb. 5.13 (links)), eine sehr geringe Breite des durch die simulierten Primärmassen aufgespannten Bereichs vorhanden ist, besitzt dieser Parameter keine Massensensitivität. Beim Übergang zu Abb. 5.13 (rechts), d.h. unter Hinzunahme der Detektorsimulation, wird der schraffierte Bereich etwas größer. Somit kann ein Maß dafür gewonnen werden, wie stark Zeitgrößen durch den Detektor, d.h. die Auflösung und die durch die geringe Detektorfläche begrenzte Statistik verschmieren. Ein geringer Anteil an der Verbreiterung des Bereichs ist durch die Tatsache gegeben, daß Myonen von eiseninduzierten Schauern i.a. früher ankommen als

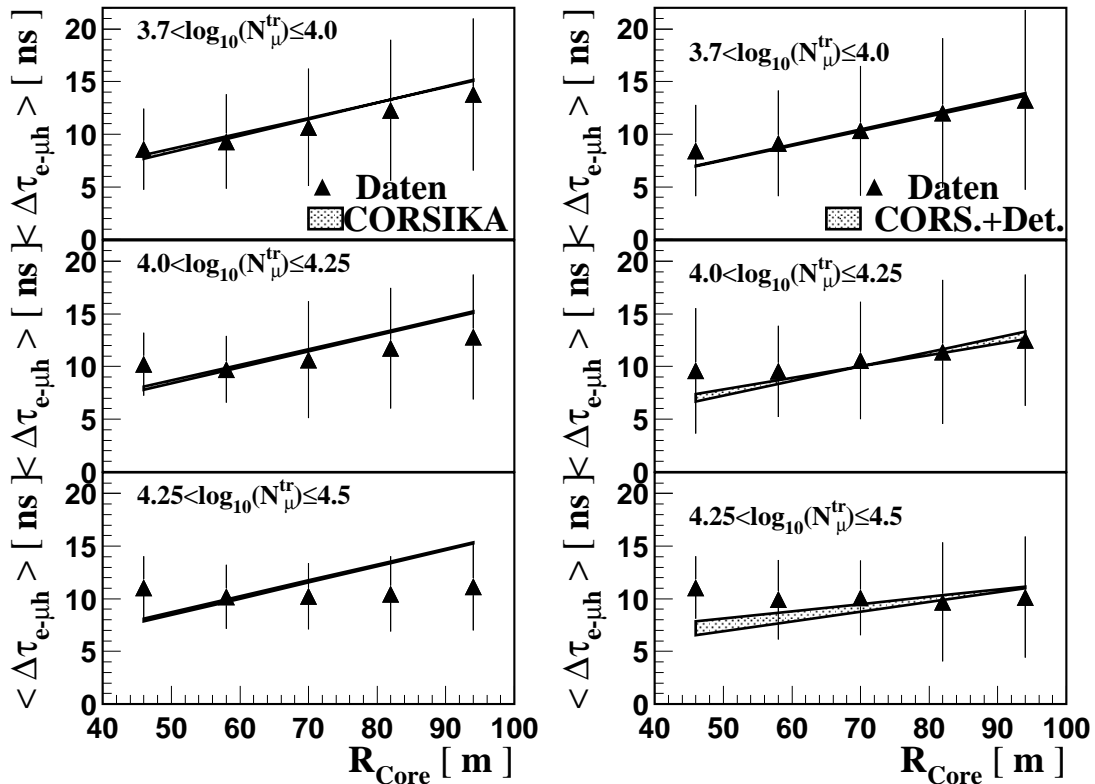


Abb. 5.13: **Abstandsabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen für hochenergetische Myonen:** Mittelwerte der Mittelwertdifferenzen von Ankunftszeiten der Elektronen und hochenergetische Myonen ($E > 2$ GeV) als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum. Im Vergleich mit (links): 'reinem' CORSIKA, (rechts): CORSIKA inklusive der Detektorsimulation. Die Fehlerbalken geben ein Maß für die Breite der Verteilungen der experimentellen Daten.

von protoninduzierten (Kap. 4.2.4), und da immer noch ca. 25 % der Myonen die Myon-Elektron-Separation überleben, diese Myonen den Bereich entsprechend vergrößern.

Die Abhängigkeit der Mittelwerte der Verteilungen von der Energie zeigt Abbildung 5.14. Im Abstandsbereich von 40–60 m zeigt sich ein annähernd konstantes Verhalten, für größere Abstände nehmen die Mittelwerte leicht mit der Energie ab. Die zeitliche Lage, d.h. die Krümmung der Elektron- und Myonkomponente nimmt, wenn auch nicht gleichermaßen, leicht mit der Energie zu, womit sich dieses Verhalten erklären läßt. Abbildung

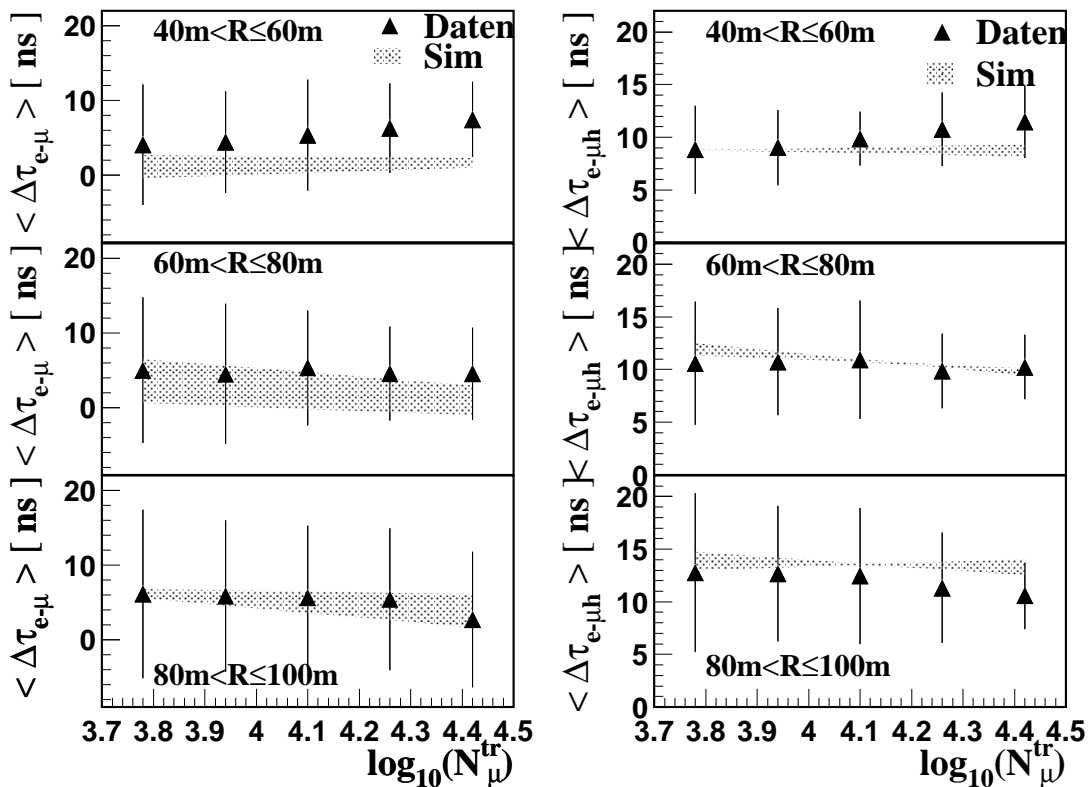


Abb. 5.14: Energieabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen: Mittelwerte der Mittelwertdifferenzen von Ankunftszeiten der Elektronen und Myonen, (links): für niederenergetische Myonen ($E > 0.4$ GeV) (rechts): hochenergetische Myonen ($E > 2$ GeV) als Funktionen des Energieparameters N_{μ}^{tr} .

5.15 gibt das Verhalten mit dem Zenitwinkel an. Eine schwache Zunahme mit dem Zenitwinkel ist vorhanden. Die Werte von Elektron- und Myonkomponente zeigen hier ein zur primären Energie gegenteiliges Verhalten.

In den vorliegenden Ausführungen wurde hauptsächlich nur auf das Verhalten der Zeitdifferenz zwischen Elektron- und Myonkomponente eingegangen. Die mittels Top-Cluster, Triggerebene und Myonkammern erfolgte Teilchenseparation erlaubt (wie in Kap. 5.5 ausgeführt) eine Unterteilung in diverse Teilchenklassen. So stellt Abbildung 5.16 exemplarisch die Differenzzeiten zwischen anderen Teilchenklassen dar:

- Zwischen Elektronen und Myonkomponente (0.4 GeV): wie oben
- Zwischen Elektronen und der im Top-Cluster selektierten Myonen: Bei der Myon-Elektron-Separation im Top-Cluster werden auch vie-

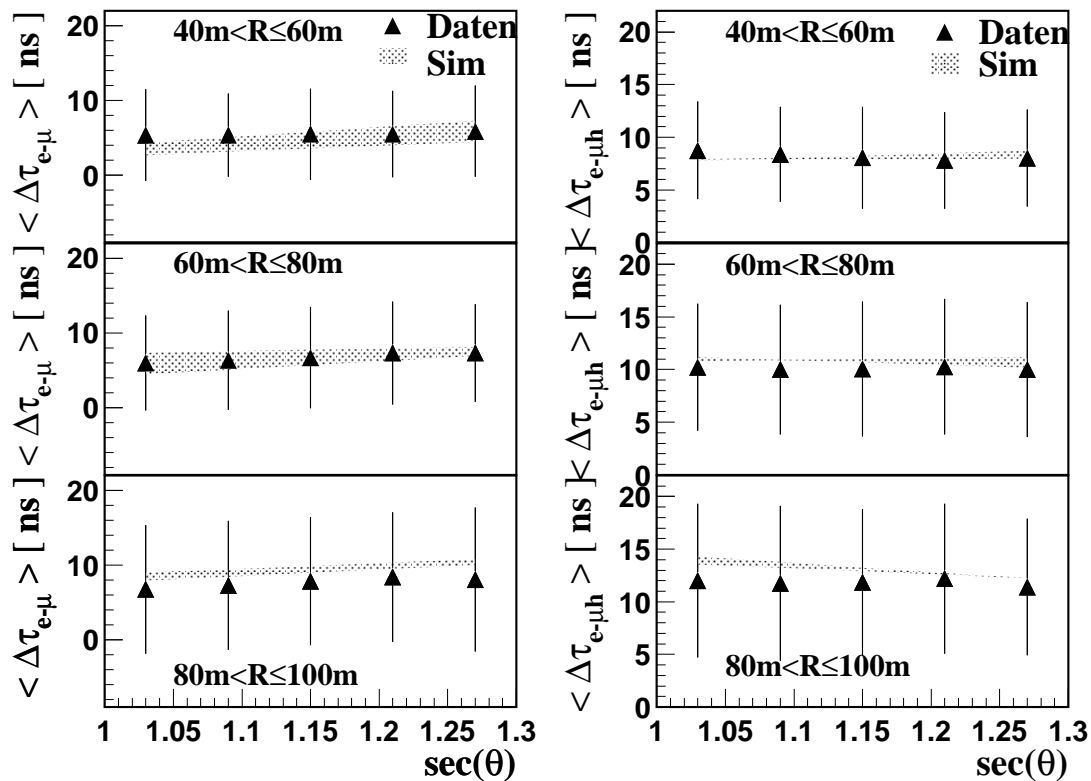


Abb. 5.15: Zenitwinkelabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen: Mittelwerte der Mittelwertdifferenzen von Ankunftszeiten der Elektronen und Myonen, (links): für niederenergetische Myonen ($E > 0.4$ GeV) (rechts): hochenergetische Myonen ($E > 2$ GeV) als Funktionen des Zenitwinkels θ .

le Elektronen in die Klasse der Myonen separiert, weswegen diese Differenzzeit nicht mit der oberen identisch ist. Dennoch liefert diese Zeit eine Überprüfung der Zuverlässigkeit der Separation.

- Zwischen Elektronen und der geladenen Komponente (Elektronen und Myonen): Die Zeitdifferenz der Elektron- zur geladenen Komponente ist sich aufgrund der in der geladenen Komponente zahlenmäßig dominierenden Elektronen sehr gering.
- Zwischen niederenergetischen Myonen und hochenergetischen Myonen: Hier zeigt sich direkt das oben beschriebene Verhalten, daß hochenergetische Myonen früher eintreffen als niederenergetische. Dieser zeitliche Abstand nimmt mit dem Abstand zum Schauer Kern zu.

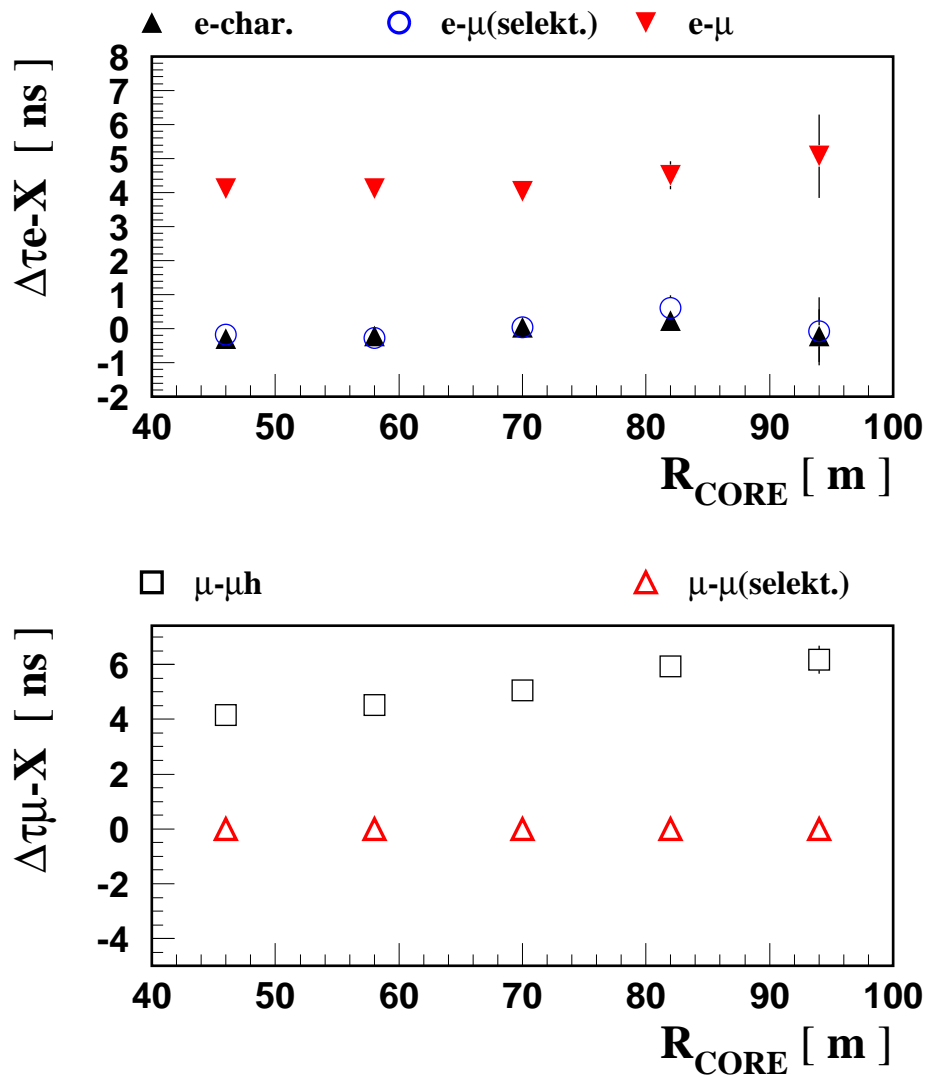


Abb. 5.16: **Mittelwert der Differenzzeitverteilungen** als Funktionen des Abstands zum Schauerkern: (oben) Elektronen gegen Myonen (\blacktriangledown), Elektronen gegen die durch das Top-Cluster selektierten Myonen (\circ) und Elektronen gegen alle geladenen Teilchen (\blacktriangle), (unten) niederenergetische Myonen zu hochenergetischen Myonen (\square), niederenergetischen Myonen zu den Myonen, aus denen die hochenergetischen teilweise separiert sind (\triangle).

- Zwischen niederenergetischen Myonen und den Myonen, aus denen die hochenergetischen separiert sind (gemessen in der Triggerebene): Diese Differenzzeit ist negativ, da die Zeiten aller Myonen mit einer Energie größer als 0.4 GeV im Mittel kleiner (früher) sind als die Myonen, aus denen die hochenergetischen separiert sind. Bei dieser Teilchenklasse handelt es jedoch nicht um Myonen, die auf

den Energiebereich von 0.4 bis 2 GeV beschränkt sind, da aufgrund der Flächenbelegung der Triggerebene und des geometrischen Aufbaus des Zentraldetektors nicht alle hochenergetischen Myonen in der Triggerebene identifiziert und somit selektiert werden können.

Im letzten Kapitel wurde eine umfangreiche Analyse der KASCADE-Meßdaten durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse lassen sich folgendermaßen festhalten:

- Die Schauerdicke der vier Teilchenklassen kann mit dem lokalen 3. Quartil der mit dem KASCADE-Zentraldetektor gemessenen Ankunftszeiten identifiziert werden. Eine Massensensitivität in der Myonkomponente ist, wie sie in der idealen Luftschauersimulation zu sehen ist, aufgrund von Detektoreffekten nicht meßbar. Die Abhängigkeit der Schauerdicke aller Komponenten von dem Abstand zum Schauerzentrum ist deutlich zu sehen, die von der primären Energie und dem Zenitwinkel eher schwach.
- Es lassen sich mit KASCADE Differenzzeiten verschiedener selektierter Teilchenklassen messen. Damit kann eine zeitliche Reihenfolge der Teilchenklassen festgelegt werden. Die Quantifizierung dieser Reihenfolge, d.h. der jeweiligen zeitlichen Abstände, läßt sich in Beziehung zu allgemeinen Schauerparametern setzen. Insbesondere ist die Differenzzeit der Elektron- zur Myonkomponente untersucht worden. Die Differenzzeit zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum. Im Gegensatz dazu ist die Abhängigkeit vom der primären Energie und dem Zenitwinkel eher gering.
- Die Luftschauersimulation (CORSIKA) unter Verwendung der Detektorsimulation (CRES) können die experimentellen Daten, d.h. das reale Zeitverhalten der Teilchen ausgedehnter Luftschauer im von KASCADE meßbaren Energiebereich gut beschreiben.

Kapitel 6

Einordnung und Diskussion der Ergebnisse

Um die erreichten Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichen zu können, sollten bei allen die gleichen experimentellen Voraussetzungen, wie z.B. gleiche Beobachtungshöhe vorliegen, was nicht der Fall ist. Dies führt neben der unterschiedlichen experimentellen Konzeption dazu, daß aus verschiedenen Experimenten erhaltene Daten in anderen Bereichen der Schauergröße gewonnen werden. Auch sind der Primärenergie- und Abstandsbereich i.a. deutlich voneinander verschieden. Der wesentliche Faktor, der die Vergleichbarkeit begrenzt, ist der in den Experimenten eingesetzte Detektor. Inwieweit Detektoreffekte dabei berücksichtigt werden, bleibt in der Regel nicht einsichtig. Daher wird abgesehen von einer Ausnahme nur ein qualitativer Vergleich durchgeführt.

Eines der erstaunlichsten Ergebnisse der von Linsley und Scarsi 1962 publizierten Meßergebnisse des Volcano Ranch Experiments war, neben der Zunahme der Teilchenverzögerung mit dem Abstand zum Schauerzentrum, der Unterschied in der Verzögerung der Elektronen- und Myonkomponente [LiS 62]. Dieses Experiment bestand aus 20 Szintillatoren, von denen 19 die Schauerparameter bestimmten, der zwanzigste in verschiedenen Abständen die jeweilige Ankunftszeit bestimmte. Dieser Detektor wurde abwechselnd mit und ohne Abschirmung betrieben, so daß er Zeiten von Myonen (abgeschirmt) oder Elektronen (unabgeschirmt) messen konnte. Selbst wenn der Energie- und Abstandsbereich wesentlich größer war als bei KASCADE, läßt sich der Unterschied in der Verzögerung von Elektron- und Myonkomponente, die Elektronkomponente trifft später ein

als die Myonkomponente, auch für kleinere Bereiche gut reproduzieren. Auch die Zunahme des relativen Abstands mit dem Abstand vom Schauerzentrum läßt sich gut reproduzieren.

Der nach Linsley benannte Effekt der Zunahme der Schauerdicke mit dem Abstand ist hinlänglich überprüft worden, die KASCADE-Daten zeigen sowohl in Myon- als auch Elektronkomponente dieses Verhalten. Eine Abnahme der Lage der Schauerscheibe, d.h. der Verzögerung der Teilchen, mit zunehmenden Zenitwinkel ist zwar nicht direkt meßbar, läßt sich jedoch mit der Simulation belegen. Eine Zunahme der Lage der Schauerscheibe mit der Primärenergie, womit Walker und Watson die sogenannte Elongationsrate bestimmten ([WaW 81] und [WaW 82]), ist in der idealen Simulation vorhanden, in den KASCADE-Meßdaten jedoch nicht zu sehen.

Die Abhängigkeit der Schauerdicke der Myonen von dem Abstand, dem Zenitwinkel und der Schauergröße wurde 1983 auf dem Berg Chacaltaya [Kak 83] (550 g/cm^2) im Energiebereich von 10^{17} bis einige 10^{19} eV untersucht. Der Abstandsbereich betrug dabei 100 bis 400 m. Neben dem bereits bekannten Verhalten der Zunahme der Dicke mit dem Abstand, fand man eine Abnahme mit dem Zenitwinkel und eine Zunahme mit der Schauergröße. Ein mit den Chacaltaya-Daten konsistentes Verhalten der Myonscheibe wurde mit dem Akeno-Experiment [Kak 86] festgestellt. Hier wurden zudem die Unterschiede der Dicke der Myonscheibe für zwei verschiedene Energieschwellen (0.5 und 1.0 GeV) festgestellt. Die Dicke der höherenergetischen Myonen war geringer als die der niederenergetischen, was auch in KASCADE-Daten zu sehen ist. Das Verhalten der Dicke der Elektronkomponente mit zunehmendem Abstand zeigte in den Akeno-Daten ([HDH 89], [Ino 89]) das nach Linsley bekannte Verhalten. Eine Abhängigkeit der Dicke von der Schauergröße und dem Zenitwinkel wurde nicht festgestellt. KASCADE-Daten deuten auf eine schwache Abhängigkeit bzgl. der Energie und dem Zenitwinkel hin.

Bei dem Haverah-Park-Experiment wurde die Dicke der Myonscheibe bezüglich ihres Verhaltens mit dem Abstand, dem Zenitwinkel und der Myonenergieschwelle untersucht [Bla 82]. Es wurde eine Zunahme mit dem Abstand, eine Abnahme mit dem Zenitwinkel und der höheren Energieschwelle festgestellt. 1990 wurden in Hinblick auf die Bestimmung der Elongationsrate eine Abhängigkeit von der Primärenergie, bestimmt durch die Schauergröße, studiert [Bla 90]. Eine Zunahme der Dicke der Myonscheibe mit der Energie wurde festgestellt. Eine neue Technik, der Einsatz von RPC-Detektoren [Amb 97b]), kam zur Messung von Lage und Dicke der Elektronscheibe in dem GREX/COVER-PLASTEX-Detektorsystem zum Einsatz ([Agn 95] und [Agn 97]). Das parabolische

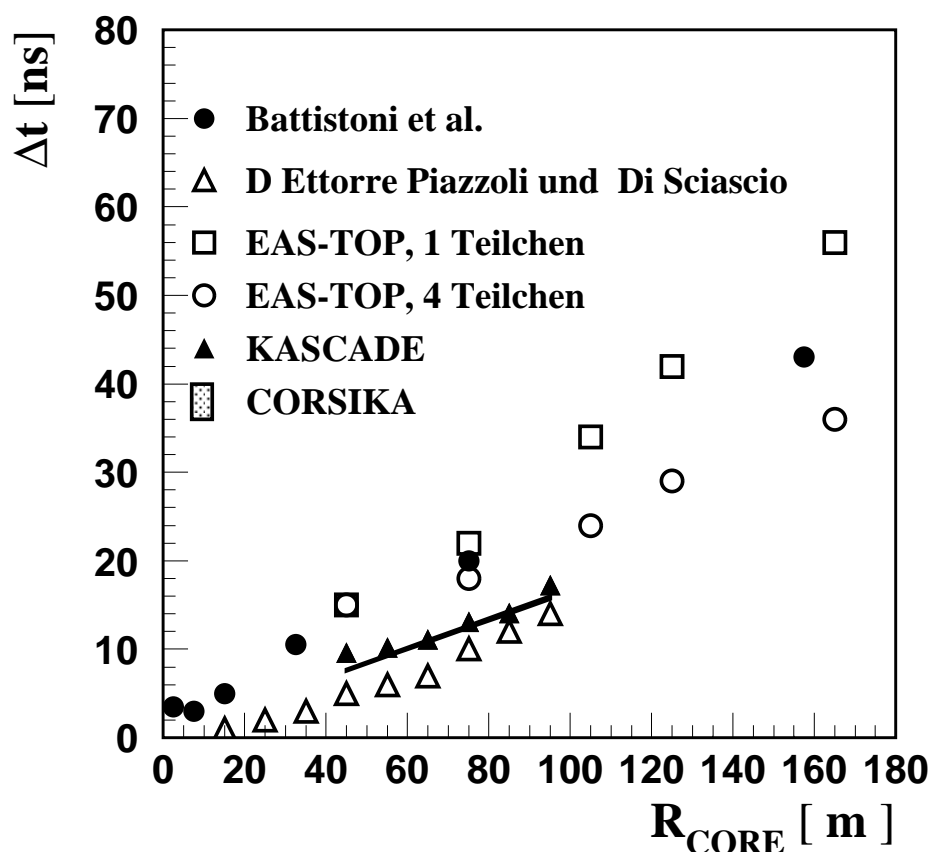


Abb. 6.1: **Mittlere Verzögerung der Luftschauerteilchen** relativ zum ersten Teilchen im Vergleich mit anderen Studien. Simulationsstudien: Battistoni et al., D' Ettoire Piazzoli und Di Sciascio sowie CORSIKA mit Berücksichtigung der Detektoren, experimentelle Daten: EAS-TOP und KASCADE (entnommen aus [Bat 98]).

Verhalten von Lage und Dicke der Schauerscheibe dieser Untersuchung läßt sich mit CORSIKA nicht belegen. Insbesondere liegen die Werte für Lage und Dicke der Schauerscheibe dieser Studie nahe des Schauerzentrums weit über den Vorhersagen. Die Abhängigkeit der Zeitparameter von Energie und Zenitwinkel ist gering, was auch in KASCADE-Daten eine Bestätigung findet.

Ein Ergebnis einer Simulation mit dem EPAS-Code, in dem primäre γ 's generiert wurden, war eine Zunahme der Verzögerung mit der primären Energie, was auch CORSIKA, zwar für primäre Kerne, voraussagt ([EtS 94], [Sci 97]). Eine Simulationsstudie mit dem Programm SHOWERSIM [Mik 87] zeigte neben dem bekannten Verhalten der Zunah-

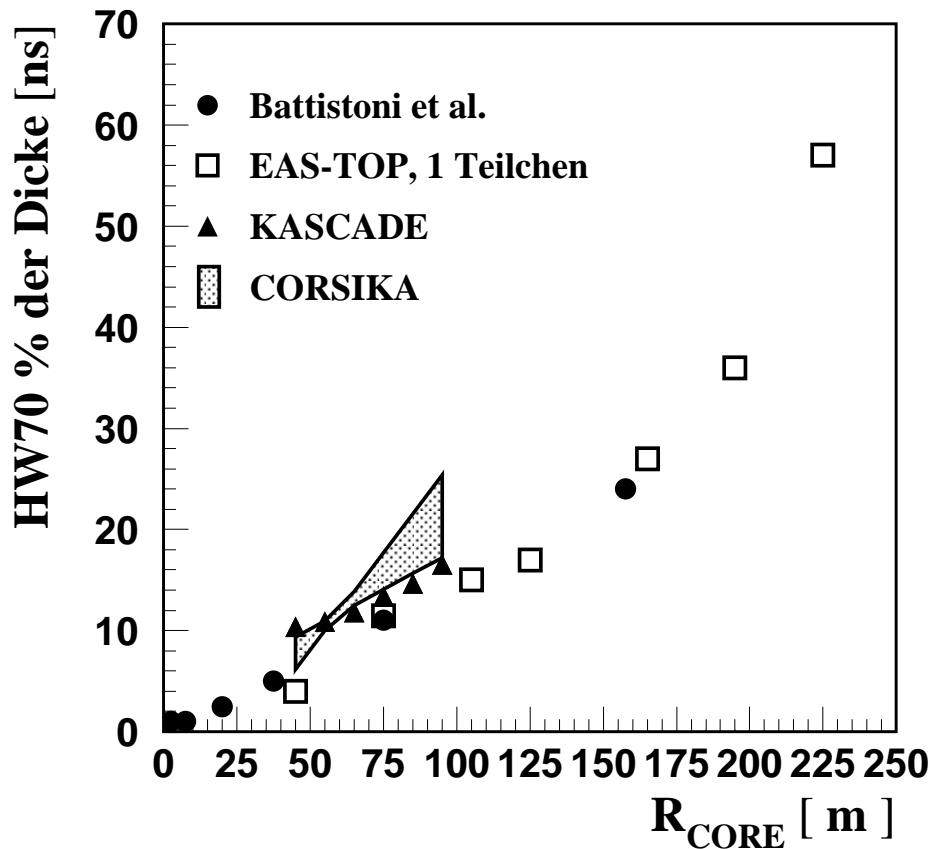


Abb. 6.2: **Dicke der Luftschauerscheibe.** Betrachtet wird die Zeit vom ersten Teilchen bis zu 70 % der Teilchen. Simulationsstudien: Battistoni et al. sowie CORSIKA, experimentelle Daten: EAS-TOP und KASCADE (entnommen aus [Bat 98]).

me der Lage und Dicke der Schauerscheibe für Myon- und Elektronkomponente, Unterschiede zwischen den Zeitparametern der Myonen zweier Energieschwellen. Niederenergetische Myonen haben im Vergleich zu hochenergetischen die größere Verzögerung. Die Studie sagt eine Zunahme des Zeitabstandes von Elektron und Myonkomponente mit dem Abstand vom Schauerzentrum voraus, was qualitativ in sehr guter Übereinstimmung mit den KASCADE-Daten liegt.

Das 1997 publizierte Ergebnis des Moscow University EAS array [Atr 97], in dem die in den Szintillatoren gemessenen Pulsformen als Maß für die Zeitverteilung der Teilchen betrachtet wurden, ergab das bekannte Verhalten der Zunahme der Lage und Dicke der Schauerscheibe mit dem Abstand.

Messungen des Luftschauerexperiments an der Potchefstroom University zu Dicke der Schauerscheibe von Myonen kamen zu dem Ergebnis, daß die Dicke in dem Abstandsbereich von 10 bis 60 Metern annähernd konstant ist. Obwohl der betrachtete Energiebereich dem von KASCADE meßbaren Bereich nahekommt, läßt sich dieses Verhalten hier nicht bestätigen. Das dem KASCADE-Energiebereich am nächsten kommende Experiment ist das EAS-TOP Experiment [Agl 93]. Dieses Experiment ist in der Lage, Dicke und Lage der Schauerscheibe zu messen. Von G. Battistoni et al. gibt es eine Simulationsstudie im Energiebereich von 10 bis 100 TeV mit dem FLUKA-Programm [Bat 98]. In dieser Studie wurde analog zu dieser Arbeit eine Anpassung der Γ -Verteilungsfunktion an die Ankunftszeitverteilungen vorgenommen. Der Vergleich der erhaltenen Parameter mit weiteren Simulationsstudien und mit den EAS-TOP Resultaten wurde durchgeführt. In Abb. 6.1 ist eine vergleichende Darstellung der mittleren Verzögerung der Luftschauerteilchen relativ zum ersten Teilchen in dem jeweiligen Abstandsbereich dargestellt. Die EAS-Top Daten wurden, je nachdem ob mindestens ein oder vier Teilchen in jedem ihrer Triggerdetektoren registriert wurden, in zwei Ereignisklassen eingeteilt, was einer Energieeinteilung entspricht (siehe [Agl 93]). Die KASCADE bzw. CORSIKA Ergebnisse sind mit diesen Ergebnissen in guter Übereinstimmung. In Abb. 6.2 ist die Schauerdicke, hier gegeben durch den sogenannten HW-70 % Parameter, den zeitlichen Abstand von der Zeit des ersten Teilchens bis zu dem Zeitpunkt, an dem 70% aller Teilchen registriert wurden, gegeben. Dieser Parameter entspricht bei KASCADE in etwa dem 3. Quartil; auch hier zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung.

Kapitel 7

Abschlußbemerkung und Ausblick

Im Rahmen des Luftschauerexperiments KASCADE wurden die Ankunftszeitverteilungen der Sekundärteilchen kosmischer Strahlung untersucht. Hierbei gelang erstmals, die Differenzen der Ankunftszeiten von Elektronen und Myonen jedes Luftschauerereignisses zu messen. Es wurde dabei zwischen Elektronenzeiten, Zeiten der geladenen Komponente und Myonzeiten mit Energieschwellen von 0.4 GeV sowie 2 GeV unterschieden. Für diese Messungen dienten ein mit 32 Plastiksintillatoren bestücktes Array (Top-Cluster) auf dem Dach des Zentraldetektors, ein mit 340g/cm^2 Blei und Eisen abgeschirmter aus 456 Plastiksintillatoren bestehender Detektor, der Triggerebene, sowie die Vieldraht-Proportionalkammern (Myonkammern).

Die Plastiksintillatoren wurden zunächst bezüglich ihres dynamischen Bereichs und ihres Zeitverhaltens untersucht. Eichprozeduren zur Kalibration der Energiedeposition und Zeitmessung wurden entwickelt und in die allgemeine Auswertesoftware implementiert. Eine zeitliche Abstimmung zwischen den Detektoren von Triggerebene sowie Top-Cluster wurden mit Hilfe von Ebenenanpassungen an die gemessenen Zeiten von Luftschauerereignissen durchgeführt. Die Kalibration der getrennten Zeitmeßsysteme von Triggerebene und Top-Cluster erfolgte hierbei mit Hilfe von unkorrelierten Myonen. Hierbei wurde die Zeitauflösung der einzelnen Detektoren zu 1.7 ns bestimmt.

Die Simulation der Detektoren erfolgte mit dem CRES-Programmpaket, welches auf GEANT3 basiert. Die Top-Cluster-Detektoren wurden gemäß

ihres geometrischen Aufbaus sowie ihrer materiellen Zusammensetzung als eine weitere Komponente ins CRES-Programmpaket implementiert. Das Verhalten der Zeit- und Energiemessung wurde entsprechend der experimentellen Erwartungen angepaßt.

Die Analyse basiert auf Luftschauerereignissen, welche im Zeitraum von Oktober 1997 bis August 1998 aufgenommen wurden, was in etwa einer Anzahl von 20 Millionen Ereignissen entspricht. Anhand der vom KASCADE-Array gelieferten Schauerparameter θ und ϕ erfolgte eine Transformation der gemessenen Ankunftszeiten in die Schauerebene. Mit Hilfe der Parameter N_e , N_μ und N_μ^{tr} sowie des Zenitwinkels θ erfolgte eine Klassifizierung der Ankunftszeiten bezüglich dieser Parameter.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Zeitverteilungen von der longitudinalen Schauerentwicklung wurden CORSIKA-Simulationsrechnungen für die Primärteilchen Proton, Sauerstoff und Eisen im Energiebereich von $5 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{16}$ eV generiert. Eine weitere Motivation stellte die Untersuchung einer möglichen Massensensitivität sowie der Test der Detektor- und Luftschauersimulation einschließlich der Luftschauermodelle dar. Dafür wurden ca. 9000 Schauer im Zenitwinkelbereich von $0^\circ < \theta \leq 40^\circ$ mit den Wechselwirkungsmodellen QGSJet, GHEISHA und EGS4 simuliert. Im Anschluß an die Luftschauersimulation erfolgte eine Simulation der Detektoren des KASCADE-Experiments mit dem CRES-Programmpaket. Die gemessenen und simulierten Luftschauer wurden im Anschluß denselben Auswerteroutinen unterzogen, so daß ein Vergleich von Simulation und gegebenen Daten möglich wurde.

Es gelang, eine geeignete Parametrisierung zur Beschreibung der Ankunftszeitverteilung von Sekundärteilchen der durch CORSIKA-Simulation erzeugten Luftschauer zu gewinnen. Die durch diese Anpassung erhaltenen Parameter wurden hinsichtlich der allgemeinen Luftschauerparameter auf eine mögliche Massensensitivität hin untersucht. In den Parametern für die Lage und Dicke der Schauerscheibe, $\bar{\tau}$ und $\sigma_{\bar{\tau}}$, der betrachteten Myonankunftszeiten konnte eine Massensensitivität nachgewiesen werden. Eine Wahl geeigneter Ankunftszeitparameter, die beim Übergang zu experimentellen Zeitverteilungen eine gute Beschreibung dieser liefert, wurde umfangreich diskutiert. Dabei wurde darauf eingegangen, inwieweit andere Observable auf die experimentellen Zeitverteilungen Einfluß haben.

Zur Messung der Differenzzeiten konnten hier durch geeignete Separationen Teilchenklassen, die Elektronen, Myonen zweier Energieschwellen

und geladene Teilchen, festgelegt werden. Deren zeitliche Reihenfolge wurde bestimmt, und es konnten Differenzzeiten der verschiedenen Teilchenklassen bestimmt werden. Die Differenzzeiten wurden auf ihre Abhängigkeit von den allgemeinen Schauerparametern hin untersucht.

Der Vergleich von Simulation und Messung ergab folgendes:

- Die Luftschauersimulation mit CORSIKA und den verwendeten Wechselwirkungsmodellen liefert eine gute Beschreibung von Ankunftszeiten der sekundären Luftschauerteilchen.
- Die Luftschauersimulation weist auf eine begrenzte Massensensitivität von Observablen der Ankunftszeiten hin, die jedoch aufgrund des Detektorverhaltens, der Zeitauflösung und vor allem der begrenzten sensitiven Fläche verloren geht und somit nicht meßbar ist.
- Der relative zeitliche Abstand zwischen elektromagnetischer und myonischer Komponente zeigt keine sichtbare Abhängigkeit von der longitudinalen Schauerentwicklung; eine Sensitivität bzgl. der verschiedenen Primärteilchen ist auch nicht vorhanden.

Die in den Simulationsdaten geringe Statistik bedingt einen noch zu großen statistischen Fehler, so daß zur Erhärtung der getroffenen Aussagen vor allem eine Erhöhung der Simulationsstatistik anzustreben wäre.

*Ich möchte mich für die intensive Betreuung meiner Dissertationsarbeit, die im Rahmen des **KASCADE**-Projektes am Institut für Kernphysik 3 des Forschungszentrums Karlsruhe vergeben wurden, bei Herrn Prof. Dr. H. Rebel bedanken.*

Herrn Prof. G. Schatz danke ich für die nötige Infrastruktur in seinem Institut.

Herrn Prof. Dr. H.J. Gils gilt mein besonderer Dank für die Herstellung des Kontakts zur KASCADE-Kollaboration, was letztlich zu der Annahme einer Promotionsarbeit führte. Herrn Dr. J. Wentz danke ich für die zahlreichen anregenden Diskussionen und seine persönliche Unterstützung. Herrn Dr. M. Roth danke ich für sein 'offenes' Ohr während unserer gemeinsamen Zeit im Zimmer im zweiten Stock. Den Herren Dr. A. Haungs und Dr. H. J. Mathes danke ich für zahlreiche fruchtbare Diskussionen und ihre Geduld bei der Einsicht meiner Dissertationsschrift.

Herrn J. Oehlschläger danke ich für die Bereitstellung neuester CORSIKA-Simulationsdaten.

Desweiteren möchte ich mich bei allen Diplomanden und ehemaligen Diplomanden für die angenehme 'Rechnerraum-Atmosphäre' bedanken, die in manch trüber Stunde die Stimmung zu heben half.

Außerdem gilt mein Dank allen Mitarbeitern des KASCADE-Experiments (siehe Anhang A), ohne deren vorangegangenen Arbeiten diese Dissertationsschrift schwerlich zustande gekommen wäre.

Den vielen gewonnenen Freunden im Forschungszentrum gilt mein Dank für deren freundliche Unterstützung, so daß mir die Gewöhnung an Süddeutschland leichter fiel.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, durch deren Unterstützung mir das Studium ermöglicht wurde und die mich in meiner Entscheidung, nach Karlsruhe zu gehen, bestärkt haben.

Anhang A

KASCADE-Kollaboration

T. Antoni, W.-D. Apel, K. Bekk, K. Bernlöhr, E. Bollmann, K. Daumiller, P. Doll, J. Engler, F. Feßler, H.J. Gils, R. Glasstetter, R. Haeusler, W. Hafemann, A. Haungs, D. Heck, J. Hörandel¹, T. Holst, K.-H. Kampert, H.O. Klages, J. Knapp², H.J. Mathes, H.J. Mayer, J. Milke, D. Mühlenberg, J. Oehlschläger, H. Rebel, M. Risse, M. Roth, G. Schatz, H. Schieler, F.K. Schmidt, T. Thouw, H. Ulrich, J. Unger³, J. Weber, J. Wentz, T. Wiegert, J. Wochele, S. Zagromski

Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe and
Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, P.O.Box 3640, D-76021 Karlsruhe, Germany

J. Kempa, T. Wibig, J. Zabierowski

Department of Exp. Physics, University of Lodz, PL-90236 Lodz, and
Andrzej Soltan Institute for Nuclear Studies, PL-90950 Lodz, Poland

F. Badea, H. Bozdog, I.M. Brancus, M. Petcu, B. Vulpescu

National Institute of Physics and Nuclear Engineering Horia-Hulubei,
P.O. Box Mg-6, RO-7690 Bucharest, Romania

A. Chilingarian, A. Vardanyan

Cosmic Ray Division, Yerevan Physics Institute, Yerevan 36, Armenia

¹ now at: University of Chicago, Enrico Fermi Institute, Chicago, IL 60637

² now at: University of Leeds, Leeds LS2 9JT, U.K.

³ now at: Hewlett-Packard GmbH, Herrenbergerstraße, D-71004 Böblingen

LITERATURVERZEICHNIS

- [Agl 93] M. AGLIETTA ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 336** (1993) 310
- [Agn 95] G. AGNETTA ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 359** (1995) 596
- [Agn 97] G. AGNETTA ET AL., Astroparticle Physics **6** (1997) 301
- [Ama 95] M. AMANN, *Prototyp-Untersuchung an den Triggerzählern für den KASCADE-Zentraldetektor*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1995)
- [Amb 97a] M. AMBROSIO ET AL., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23** (1997) 219
- [Amb 97b] M. AMBROSIO ET AL., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B** (1997) 231
- [Ant 98] T. ANTONI, *Erweiterung des Top-Clusters von KASCADE zur Untersuchung kleiner Schauer*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1998)
- [Atr 97] V. B. ATRASHKEVICH ET AL., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23** (1997) 237
- [Aug 95] AUGER COLLABORATION, *Pierre Auger Project, Proposal*, (1995), <http://www.auger.org>
- [Bas 53] P. BASSI ET AL., Phys. Rev. **90** (1953) 441
- [Bat 98] G. BATTISTONI ET AL., Astroparticle Physics **9** (1998) 277
- [Ber 95] K. BERNLÖHR, *Die CRT-Projektstudie auf La Palma und ihre Ergebnisse im Hinblick auf die Zusammensetzung der ultrahochenergetischen kosmischen Teilchenstrahlung*, Habilitationsschrift, Universität Heidelberg (1995)
- [Ber 96] K. BERNLÖHR, Astroparticle Physics **5** (1996) 139
- [Bir 93] D. J. BIRD ET AL., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3401

- [Bla 82] P. R. BLAKE ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **8** (1982) 1605
- [Bla 90] P. R. BLAKE ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **16** (1990) 755
- [Bra 76] S. BRANDT, *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, North-Holland Publishing Company, 1976
- [Bra 96] I. M. BRANCUS ET AL., *Features of Arrival Time and Angle of Incidence Distributions of EAS Muons*, FZKA-Report 5835, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Bra 98] I. M. BRANCUS ET AL., *Experimental Investigations of the Time Structure of the EAS Muon Component*, FZKA-Report 6151, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Bro 93] I. N. BRONSTEIN, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/Oder 1989
- [BrR 98] M. BRENDLE · U. RAIDT, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **412** (1998) 420
- [Cap 92] J. N. CAPDEVIELLE ET AL., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Code CORSIKA*, KfK-Report 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Dan 94] T. V. DANILOVA ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** (1994) 961
- [Dau 99] K. DAUMILLER, Dissertation, Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- [Dob 96] C. DOBRIGKEIT, Forschungszentrum Karlsruhe (1996), unveröffentlichter Bericht
- [ErW 97] A. D. ERLYKIN · A. W. WOLFENDALE, *Astroparticle Physics* **7** (1997) 203
- [EtS 94] B. D'ETTORRE PIAZZOLI · G. DI SCIASCIO, *Astroparticle Physics* **2** (1994) 199
- [Fes 85] H. FESEFELDT, *The Simulation of Hadronic Showers-Physics and Application*, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule, PI-THA 85/02 Aachen (1985)

- [Fes 97] F. FESSLER, *Experimentelle Untersuchungen der Eigenschaften der Szintillationsdetektoren des KASCADE-Zentraldetektors und ihre Kalibration im Gesamtsystem*, FZKA-Report 5971B, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [FiL 86] C. E. FICHEL · J. LINSLEY, *Astrophys. J.* **300** (1986) 474
- [Fle 94] R. S. FLETCHER ET AL., *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5710
- [Foe 97] M. FÖLLER, *Ankunftszeitverteilungen von Myonen als Parameter zur Massentrennung der primären Teilchen*, FZKA-Report 5918, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Fur 93] E. FURLER, *Monte-Carlo-Simulations-Studien für verschiedene Detektoranordnungen von KASCADE*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1993)
- [GaH 77] T. K. GAISSER · A. M. HILLAS, *Proc. of the 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria* **8** (1977) 353
- [Gai 90] T. K. GAISSER, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [GEA 93] CERN APPLICATION SOFTWARE GROUP, *GEANT Detektor Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Wri-teup W5013, CERN (1993)
- [Gre 56] K. GREISEN, *Progress in Cosmic Ray Physics* **3**, North Holland Publ. (1956)
- [Gre 60] K. GREISEN, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **10** (1960) 63
- [Gre 66] K. GREISEN, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748
- [Gri 83] L. V. GRIBOV ET AL., *Phys. Rep.* **100** (1983) 1
- [Gri 79] P. K. F. GRIEDER, *Proc. of the 16th ICRC, Kyoto, Japan* **9** (1979) 161
- [Hae 96] R. HAEUSLER, *Aufbau und erste Messungen des Top-Clusters von KASCADE*, FZKA-Report 5798b, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hae 00] R. HAEUSLER, *Dissertation, Universität Heidelberg* (2000), in Vorbereitung

- [Haf 97] W. HAFEMANN ET AL., Forschungszentrum Karlsruhe (1997), unveröffentlichter Bericht
- [Hau 96] A. HAUNGS, *Teilchenverteilung im Zentrum hochenergetischer ausgedehnter Schauer als Informationsquelle für die Natur des primären Teilchens*, FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [HDH 89] W. E. HAZEN, H. Y. DAI, E. S. HAZEN, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15** (1989) 113
- [Hec 98] D. HECK ET AL., *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, FZKA-Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hec 99] D. HECK, persönliche Mitteilung (1999)
- [Hes 12] V. F. HESS, Physik. Zeitschr. **XIII** (1912) 1084
- [HiP 90] A. M. HILLAS · J. R. PATTERSON, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **16** (1990), 1271
- [Hoe 93] J. R. HÖRANDEL, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993), unveröffentlichter Bericht
- [Hoe 98] J. R. HÖRANDEL, *Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA-Report 6015, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Ino 89] N. INOUE ET AL., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15** (1988) 1899
- [JaR 81] F. JAMES · M. ROSS, *Minuit - Users Guide*, Program Library D506. CERN, 1981
- [JeW 53] J. V. JELLEY · W. J. WHITEHOUSE, Proc. Phys. Soc. (London) **A66** (1953) 454
- [Kak 83] F. KAKIMOTO ET AL., J. Phys. G: Nucl. Phys. **9** (1983) 339
- [Kak 86] F. KAKIMOTO ET AL., J. Phys. G: Nucl. Phys. **12** (1986) 151
- [KaK 95] N. N. KALMYKOV · G. B. KRISTIANSEN, J. Phys. G: Nucl. Phys. **21** (1995) 1279
- [Kal 95] N. N. KALMYKOV ET AL., Physics of Atomic Nuclei **58** (1995) 1728

- [KaN 58] K. KAMATA · J. NISHIMURA, *Prog. Theoret. Phys. Suppl.* **6** (1958) 93
- [Kna 97] J. KNAPP, *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*, FZKA-Report 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [KnH 93] J. KNAPP · D. HECK, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*, KfK-Report 5196B, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993), up-to-date version siehe <http://www-ik3.fzk.de>
- [KnH 98] J. KNAPP · D. HECK, *Nachrichten Forschungszentrum Karlsruhe* **30** 1998 27
- [Kri 92] W. KRIEGLEDER, *Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt*, KfK-Report 5023, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Lan 44] L. D. LANDAU, *J. Phys. USSR* **8** (1944) 201
- [Lei 98] H. LEIBROCK, *Lateralverteilung von Myonen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA-Report 6098, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Lin 77] J. LINSLEY, *Proc. of the 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria* **12** (1977) 89
- [Lin 86] J. LINSLEY, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **12** (1986) 51
- [Lin 95] J. LINSLEY, *Proc. 24rd ICRC, Rome, Italy* **4** (1995) 352
- [LiS 62] J. LINSLEY · L. SCARSI, *Phys. Rev.* **128** (1962) 2384
- [Lon 81] M. S. LONGAIR, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981)
- [McT 82] T. J. MCCOMB · K. E. TURVER, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **8** (1982) 1191
- [Mie 94] H. H. MIELKE, *Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung*, KfK-Report 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Mik 87] S. MIKOCKI ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **13** (1987) L85

- [Mol 47] G. Z. MOLIERE, *Z. Naturforsch.* **2a** (1947) 133; *Z. Naturforsch.* **3a** (1948) 78
- [MPS 51] L. MESSETTI, E. PANCINI, G. STOPPINI, *Phys. Rev.* **81** (1951) 629
- [MRN 50] C. B. A. MCCUSKER, D. M. RITSON, T. E. NEVIN, *Nature* **166** (1950) 400
- [Nag 92] M. NAGANO ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) 423
- [NHR 85] W. R. NELSON, H. HIRAYAMA, D. W. O. ROGERS, *The EGS4 code system*, Stanford Linear Accelerator Center, SLAC 265 (1985)
- [Off 51] V. C. OFFICER, *Phys. Rev.* **83** (1951) 458
- [Rai 97] U. RAIDT, *Aufbau des Trigger- und Zeitmessungssystems im Zentraldetektor von KASCADE und Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA-Report 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Ran 95] J. RANFT, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 64
- [Reb 95] H. REBEL ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21** (1995) 451
- [Rot 99] M. ROTH, *Analyse der KASCADE-Meßdaten anhand statistischer Klassifikationsverfahren zur Bestimmung der Energie und Teilchenart der kosmischen Strahlung*, FZKA-Report 6262, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Sch 93] O. SCHÖPS, *Ein Mini-Array von Detektoren für die kosmische Strahlung*, KfK-Report 5263, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [Sch 98] G. SCHATZ ET AL., *Nucl. Phys. B (Proc.-Suppl.)* **60B** (1998) 151
- [Sci 97] G. DI SCIASCIO ET AL., *Astroparticle Physics* **6** (1997) 313
- [Sok 89] P. SOKOLSKY, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley, 1989
- [Swo 95] S. SWORDY, *Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy*, **2** (1995) 697
- [Tes 93] M. TESHIMA, *Proc. 23rd ICRC, Calgary, Kanada, Invited Papers*, eds. D. A. LEAHY ET AL., World Scientific (1993) 257
- [Vil 86] E. J. DE VILLIERS ET AL., *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **12** (1986) 547

- [WaW 81] R. WALKER · A. A. WATSON, J. Phys. G: Nucl. Phys. **7** (1981) 1297
- [WaW 82] R. WALKER · A. A. WATSON, J. Phys. G: Nucl. Phys. **8** (1982) 1131
- [Wea 86] R.C. WEAST ED., *Handbook of Chemistry and Physics*, 67th Edition, (The Chemical Rubber Co., Cleveland, 1986) F141
- [Web 99] J. WEBER, *Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, Dissertation, Universität Karlsruhe (1999)
- [Wer 93] K. WERNER, Phys. Rep. **232** (1993) 87
- [WoB 75] C. P. WOIDNECK · E. BÖHM, J. Phys. A: Math. Gen. **7** (1975) 997
- [Yos 95] S. YOSHIDA ET AL., Astroparticle Physics **3** (1995) 105

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	2
2.1	Luftschauerentwicklung	6
2.2	Longitudinale Schauerentwicklung	9
2.3	Messung der Schauerfront	11
3.1	Schematische Darstellung des KASCADE Experiments . . .	13
3.2	Detektorstation der Arraydetektoren	14
3.3	Schematische Darstellung des Myontunnels	14
3.4	Zentraldetektor	15
3.5	Top-Cluster-Aufbau	15
3.6	Schematischer Aufbau einer Top-Cluster-Station	16
3.7	Triggerebenen-Aufbau	17
3.8	Energiekalibration der ADCs mit unkorrelierten Myonen . .	19
3.9	Korrektur der Nichtlinearität der ADCs	21
3.10	Offsetkorrektur der gemessenen Zeiten	22
3.11	Beispiel eines offsetkorrigierten Ereignisses	23
3.12	Zeitkalibration des Top-Clusters gegen die Triggerebene . .	24
4.1	Ankunftszeitverteilungen	31
4.2	Entstehungshöhen-Zeit-Korrelationen von Myonen	32
4.3	Ankunftszeitparameter als Funktion der longitudinalen Entwicklung	34
4.4	Modellvergleich	36
4.5	Beispiel von Ankunftszeitverteilungen	37
4.6	Anpassung der Γ -Verteilung an Ankunftszeitverteilungen .	38
4.7	Chi-Quadrat-Test der Γ -Verteilung	39
4.8	$\bar{\tau}$ -Abstandsabhängigkeit	40
4.9	$\sigma_{\bar{\tau}}$ -Abstandsabhängigkeit	41
4.10	$\bar{\tau}$ -Energieabhängigkeit	42
4.11	$\sigma_{\bar{\tau}}$ -Energieabhängigkeit	43
4.12	$\bar{\tau}$ -Zenitwinkelabhängigkeit	44
4.13	$\sigma_{\bar{\tau}}$ -Zenitwinkelabhängigkeit	45
4.14	Abstandsabhängigkeit der Differenzzeiten	47

4.15	Multiplizitätsabhängigkeit der Zeitparameter	48
4.16	Beziehung zwischen dem Parameter $\sigma_{\bar{\tau}}$ und dem lokalen 3. Quartil	49
5.1	Energieabhängigkeit der Zeitmessung	55
5.2	Dichtekorrektur der Top-Cluster-Zeiten	56
5.3	KASCADE-Eventdisplay Schauerereignis	58
5.4	Anzahl der auswertbaren Schauer	61
5.5	Schauerdicke von Elektronen und geladenen Teilchen	63
5.6	Schauerdicke der Myonen	64
5.7	Abstandsabhängigkeit der Schauerdicke	65
5.8	Zenitwinkelabhängigkeit der Schauerdicke	66
5.9	Energieabhängigkeit der Schauerdicke	67
5.10	Elektron-Myon Differenzzeiten	68
5.11	Differenzzeitverteilungen	69
5.12	Abstandsabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen für niederenergetische Myonen	70
5.13	Abstandsabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen für hochenergetische Myonen	71
5.14	Energieabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen	72
5.15	Zenitwinkelabhängigkeit der Differenzzeitverteilungen	73
5.16	Differenzzeiten verschiedener Komponenten	74
6.1	Mittlere Verzögerung der Luftschauerteilchen	78
6.2	Dicke der Luftschauerscheibe	79

TABELLENVERZEICHNIS

4.1	Anzahl der simulierten Schauer in Abhängigkeit der Energie und der Zenitwinkel	27
5.1	Effizienz der μ -e Separation	59
5.2	Liste der lokalen Zeitgrößen	59
5.3	Angewandten Schnitte an die Schauer	60
5.4	Definition zur Beschreibung der Differenzzeiten	68