

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5918

**Ankunftszeitverteilungen von Myonen in  
Luftschauern als Parameter zur Massentrennung der  
primären Teilchen**

**M. Föller**

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997



# Zusammenfassung

Der Zentraldetektor des KASCADE-Experimentes ist mit einer schnellen, segmentierten Detektoreinheit von 456 Szintillationszählern ausgerüstet, mit der die Messung von Ankunftszeiten und Anzahl von Teilchen, speziell Myonen, möglich ist. Die Myonen werden mit den Vieldraht-Proportionalkammern unter dem Hadronkalorimeter des Zentraldetektors ( $\approx 1000\text{g}/\text{cm}^2$ ) mit einer Energieschwelle von  $2\text{ GeV}$  identifiziert. Es wird erwartet, daß die Ankunftszeitverteilungen von Myonen aus ausgedehnten Luftschauern bei größeren Abständen von der Schauerachse die longitudinale Entwicklung des Schauers in der Atmosphäre widerspiegeln und Informationen über die Natur des Primärteilchens geben können. Dieser Aspekt wird mit Simulationen unter Berücksichtigung der Detektoreigenschaften untersucht. Gemessene Ankunftszeitverteilungen werden mit der Anzahl von nachgewiesenen Myonen im Zentraldetektor korreliert. Mit Hilfe statistischer Methoden, die auf dem Bayes'schen Theorem beruhen, werden die gemessenen Luftschauer in Klassen von leichten und schweren Kernen eingruppiert.

## Abstract

### **Arrival Time Distributions of Muons in Extensive Air Showers as Parameters for the Mass Separation of the Primary Particles**

The central detector of the KASCADE experiment is equipped with a trigger and fast timing facility, which enables measurements of arrival time distributions and multiplicities of muons in extensive air showers. The muons are identified with an energy threshold of  $2\text{ GeV}$  by multiwire proportional chambers below the hadron calorimeter ( $\approx 1000\text{g}/\text{cm}^2$ ) of the central detector. In particular, at larger distances from the shower core the arrival time distributions of muons map the longitudinal development of the shower in the atmosphere and provide information about the nature of the primary particle. This feature is investigated with EAS simulations taking into account the response of the KASCADE setup. Measured arrival time distributions of muons from extensive air showers are correlated with the number of detected muons in the central detector. With advanced statistical methods, based on Bayes decision rules, the measured air showers are classified in groups of heavy and light nuclei.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Ausgedehnte Luftschauer</b>	<b>4</b>
2.1	Abhängigkeit der Schauerentwicklung vom Primärteilchen . . . . .	5
2.2	Ankunftszeitverteilung von Myonen als Parameter zur Massentrennung . .	6
<b>3</b>	<b>Das Experiment KASCADE</b>	<b>11</b>
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>15</b>
4.1	Aufbau der Triggerebene . . . . .	15
4.2	Die Ausleseelektronik der Triggerebene . . . . .	17
4.2.1	Verarbeitung der Detektorsignale . . . . .	18
4.2.2	Zentrale Triggerelektronik . . . . .	20
4.3	Eichung der Detektoren . . . . .	22
4.3.1	Energieeichung . . . . .	22
4.3.2	Zeiteichung . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Rekonstruktion von Ereignissen</b>	<b>27</b>
<b>6</b>	<b>Die Simulation von Luftschauerereignissen</b>	<b>32</b>
6.1	Simulation der Schauerentwicklung . . . . .	32
6.2	Auswertung der Simulations-Ergebnisse . . . . .	35
6.2.1	Anzahl der Myonen in der Triggerebene . . . . .	35
6.2.2	Ankunftszeitverteilungen von Myonen . . . . .	36
6.3	Detektorsimulation . . . . .	39
6.3.1	Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen . . . . .	41
6.3.2	Auswertung der Schauerparameter unter Berücksichtigung der De- tektoreigenschaften . . . . .	46
6.4	Analyse mit der Bayes-Fehlerabschätzung . . . . .	49
6.4.1	Die Bayes'sche Methode . . . . .	49
6.4.2	Auswertung der Simulationsdaten . . . . .	51
<b>7</b>	<b>Reale Daten</b>	<b>56</b>
7.1	Wahl der Daten . . . . .	56
7.2	Bestimmung der Schauerrichtung . . . . .	60
7.3	Überprüfung der Zeiteichung . . . . .	61

---

7.4	Abgleich von Array- und Triggerzeit . . . . .	63
7.5	Analyse von Teilchen-Ankunftszeiten . . . . .	66
7.6	Analyse der Parameter zur Massentrennung . . . . .	69
7.7	Bayes-Analyse der Daten . . . . .	74
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Definition der Quartile</b>	<b>81</b>
<b>B</b>	<b>KRETA — Triggerprozessor</b>	<b>82</b>
<b>C</b>	<b>Weitere Parameter zur Bestimmung von Ankunftszeitverteilungen</b>	<b>86</b>
C.1	CORSIKA-Daten . . . . .	86
C.2	Detektorsimulation . . . . .	90

# Kapitel 1

## Einleitung

Auf die Atmosphäre der Erde treffen pro Sekunde und Quadratmeter über 1000 Teilchen, die kosmischen Ursprungs sind. Diese „kosmische Strahlung“ besteht zu 99 % aus ionisierten Atomkernen [Gaisser 90] des gesamten chemischen Spektrums, von Wasserstoffkernen (Protonen) bis hin zu Eisenkernen. Die Energie dieser Kerne kann mehr als  $10^{20} eV$  betragen. Dabei gehorcht der Teilchenfluß in Abhängigkeit der Energie einem Potenzgesetz der Form  $dI \propto E^{-\gamma}$ . Unterhalb einer Teilchenenergie von  $10^{15} eV$  besitzt der Exponent  $\gamma$  etwa den Wert 2.7 [Burnett *et al.* 90]. Im Bereich von etwa  $3 \cdot 10^{15} eV$  ändert sich dieser Wert jedoch plötzlich und das Spektrum knickt ab, was in der Literatur üblicherweise als „Knie“ bezeichnet wird. Oberhalb dieses Knies beträgt  $\gamma \approx 3.0$ . Der Grund für dieses Abknicken des in Abbildung 1.1 dargestellten Spektrums ist bisher noch ungeklärt, könnte aber mit einer Änderung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung zusammenhängen. Ebenfalls noch nicht eindeutig beantwortbar sind die fundamentalen Fragen zur Herkunft dieser Strahlung und zu den Mechanismen der Beschleunigung zu höchsten Energien.

Was ihre Herkunft betrifft, so ist klar, daß fast alle Teilchen oberhalb von etwa  $10 GeV$  ihren Ursprung außerhalb unseres Sonnensystems haben. Es wird vermutet, daß sie galaktischen Ursprungs sind. Die höchstenergetischen unter ihnen haben in den galaktischen Magnetfeldern jedoch einen Gyroradius, der größer als die Ausdehnung unserer Galaxie ist. Dies bedeutet zum einen, daß diese Teilchen aus unserer Galaxie in den freien Raum hinaus entfliehen können, zum anderen aber auch, daß einige von den auf der Erde beobachtbaren extragalaktischen Ursprungs sein können. Die Beschleunigung der Teilchen bis etwa  $10^{15} eV$  läßt sich gut durch Schockfronten erklären, die nach Supernova-Explosionen im galaktischen Medium existieren [Völk & Biermann 88]. Oberhalb dieser Energie kommen als Quellen aktive kosmische Objekte, wie Pulsare, Quasare und aktive galaktische Kerne in Frage [Rachen *et al.* 93]. Da die geladenen Teilchen durch die galaktischen Magnetfelder von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden, ist eine Ortung von Punktquellen unmöglich. Vielmehr findet man eine isotrope Verteilung der geladenen kosmischen Strahlung.

Eine Prüfung der Modelle zur Beschleunigung der Teilchen kann mit Hilfe der von ihnen vorausgesagten Elementzusammensetzung erfolgen. Im Energiebereich bis zu  $10^{14} eV$  ist eine Bestimmung der Elementzusammensetzung durch direkte Messung der primären Teilchen mit Hilfe von Ballonflügen oder Satellitenexperimenten möglich.

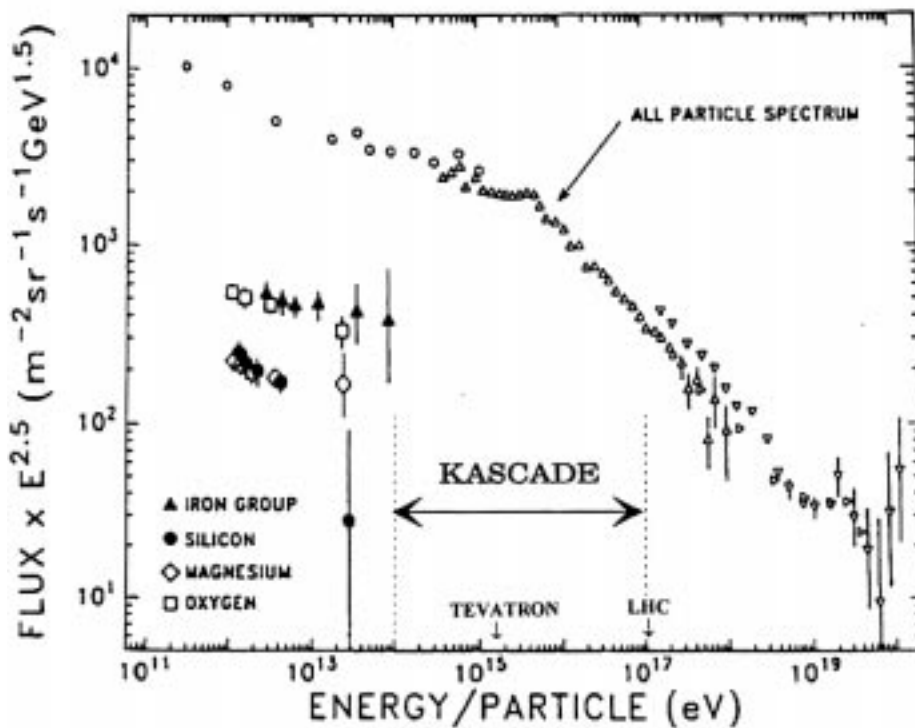


Abbildung 1.1: Differenzielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung [Müller *et al.* 91].

Aufgrund des kleinen Teilchenflusses ist die direkte Messung der kosmischen Strahlung bei den sehr hochenergetischen Teilchen nicht mehr möglich, da hierfür sehr lange Meßzeiten und große Detektorflächen nötig sind, die nur am Erdboden realisiert werden können. Dort kann ein hochenergetisches Teilchen jedoch nur indirekt nachgewiesen werden, denn beim Auftreffen auf die Atmosphäre erzeugt es durch inelastische Stöße mit den Kernen der Luftmoleküle eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die wiederum wechselwirken oder zerfallen können. Die dadurch entstehende Teilchenkaskade wird als ausgedehnter Luftschauer (*Extensive Air Shower = EAS*) bezeichnet. Ein solcher Luftschauer besteht aus drei Hauptkomponenten: der hadronischen Komponente, der myonischen Komponente und der elektromagnetischen Komponente. Die longitudinale und laterale Entwicklung eines EAS ist abhängig von der Energie und der Art des Primärteilchens. Insbesondere das Verhältnis der Elektronenanzahl zur Myonenanzahl auf Beobachtungsniveau ist eine gute Signatur zur Trennung zwischen leichten und schweren Kernen, ist jedoch aufgrund der Schauerentwicklung sehr großen Fluktuationen unterworfen. Um ausgedehnte Luftschauer nachzuweisen, werden aufgrund der lateralen Ausdehnung der elektromagnetischen und myonischen Komponente groß angelegte Felder von Detektorstationen (sogenannte Detektor-Arrays) benötigt. Dabei ist die optimale Größe und Flächenbelegung der Arrays von der Energie der Primärteilchen abhängig. Mit Hilfe der gemessenen Teilchenanzahl pro Detektor kann der Ort des Schauerzentrums und die Gesamtteilchenanzahl sowie durch Messung der Ankunftszeiten die Lage der Schauerfront und damit die Richtung des Schauers bestimmt werden.



Zur Messung von Schauern, die von Teilchen der kosmischen Strahlung im Energiebereich von  $10^{14} - 10^{17} eV$  stammen, wurde im Forschungszentrum Karlsruhe das Experiment KASCADE aufgebaut [Doll *et al.* 90]. Ziel des Experimentes ist die Bestimmung der Elementzusammensetzung und des Energiespektrums der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich. KASCADE besteht aus einem  $200 \times 200 m^2$  großen Detektorarray zur Messung der ausgedehnten elektromagnetischen und myonischen Komponente eines EAS und einem  $20 \times 16 m^2$  großen Zentraldetektor, mit dem die hadronische Komponente im Zentrum des Schauers nachgewiesen werden kann. Er ist zusätzlich mit Myondetektoren und der Triggerebene, einer Ebene schneller Szintillationsdetektoren zur Messung von Ankunftszeiten, bestückt.

Ziel dieser Arbeit ist die Installation und Inbetriebnahme der Triggerebene in der 3. Lage des Zentraldetektors, sowie die Rekonstruktion von Ankunftszeitverteilungen von Myonen mit Triggerebene und den Myonkammern unterhalb des Zentraldetektors. Die Energieschwelle der Myonen beträgt  $2 GeV$ . Aufgrund der großen Fluktuationen in der Entwicklung eines EAS ist es wichtig, neben dem Verhältnis von Myon- zu Elektronzahl zusätzliche Größen zu bestimmen, die die Massentrennung der Primärteilchen verbessern können. Die Ankunftszeitverteilungen spiegeln bei größerem Abstand vom Schauerzentrum die longitudinale Entwicklung eines Schauers wider und können damit zusätzliche Informationen über die Art des Primärteilchens liefern. Damit kann die Messung von Ankunftszeitverteilungen einen Beitrag zur Massentrennung der Primärteilchen leisten. Es werden Parameter zur Beschreibung der Ankunftszeitverteilungen von Myonen in Luftschauern bestimmt und mit Hilfe von Luftschauersimulationen auf ihre Eignung bei der Massentrennung untersucht. Die ausgewählten Parameter werden mit der Multiplizität der gemessenen Myonen korreliert.

Mit einem Datensatz von ca. 450.000 gemessenen Luftschauern werden Ankunftszeiten von Myonen bestimmt. Die Parameter zur Beschreibung der Zeitverteilungen werden berechnet und mit simulierten Ergebnissen verglichen. Mit Hilfe von statistischen Methoden, die auf dem Bayes'schen Algorithmus beruhen, wird eine quantitative Aussage über die Signifikanz der gewählten Parameter bei der Massentrennung getroffen und eine Zuordnung der analysierten Daten in eine leichte und eine schwere Gruppe durchgeführt.

# Kapitel 2

## Ausgedehnte Luftschauer

Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf die Atmosphäre, erzeugt es durch inelastische Stöße mit den Kernen der Luftatome eine Vielzahl von Sekundärteilchen. Es entstehen hauptsächlich Pionen und Nukleonen, aber auch Kaonen und Hyperonen. Das primäre Teilchen verliert bei einer Wechselwirkung im Mittel 50 % seiner Energie. Bei seinem Weg durch die Atmosphäre unterliegt ein primäres hochenergetisches Proton im Mittel 12 Wechselwirkungen bevor es die Meereshöhe erreicht und löst auf diesem Weg eine hadronische Kaskade aus.

Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers. Etwa ein Drittel der produzierten Pionen sind  $\pi^0$ -Mesonen. Aufgrund ihrer extrem kurzen Lebensdauer ( $\tau_0 \approx 10^{-16} s$ ) zerfallen sie unmittelbar, also ohne die Möglichkeit weiterer Wechselwirkungen, in zwei  $\gamma$ -Quanten. Diese  $\gamma$ -Quanten lösen nun ihrerseits durch die alternierend auftretenden Prozesse von Paarbildung und Bremsstrahlung Kaskaden aus, die die elektromagnetische Komponente des entstehenden Luftschauers bilden. Liegt die

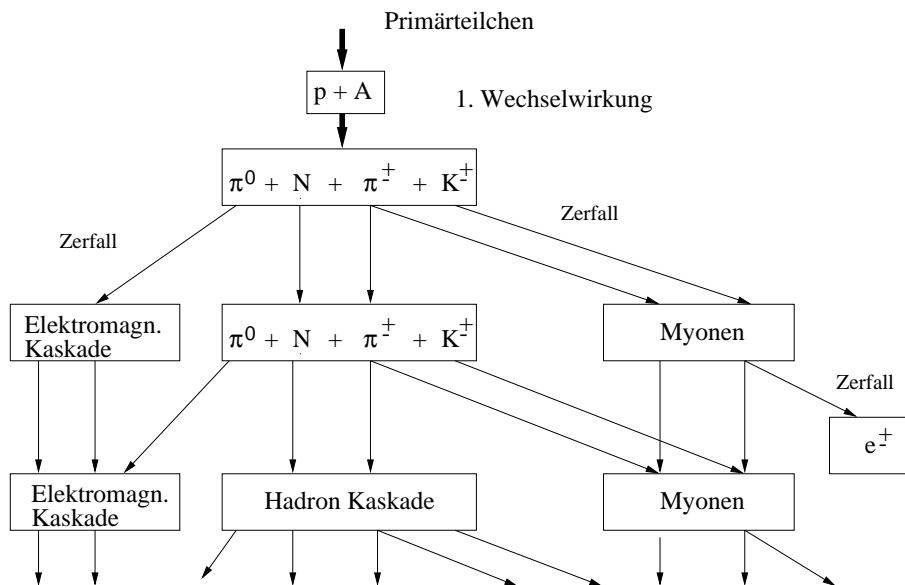


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Entwicklung ausgedehnter Luftschauer.

mittlere Energie der Elektronen oberhalb der kritischen Energie in Luft  $E_c = 84 \text{ MeV}$ , nimmt die Teilchenzahl exponentiell zu. Das Maximum der Teilchenanzahl ist erreicht, wenn die mittlere Energie der Teilchen bei der kritischen Energie angelangt ist. Darunter verlieren die Elektronen ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisation der Luftatome und werden letztendlich absorbiert, wodurch der elektromagnetische Schauer ausstirbt. Die geladenen Pionen haben eine Lebensdauer von  $2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . Infolge relativistischer Dilatation wird die Lebensdauer um den Faktor  $10^4 - 10^5$  vergrößert, so daß für die Pionen vor ihrem Zerfall weitere Wechselwirkungen möglich sind. Die von den Pionen erzeugten Sekundärteilchen tragen zur hadronischen Komponente des Luftschauers bei. Die Pionen zerfallen schließlich über die Prozesse

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{und} \quad \pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

in Myonen und Neutrinos, was die myonische Komponente des Luftschauers verursacht. Die kritische Energie für Myonen in Luft beträgt  $E_c = 3.6 \text{ TeV}$ . Da die entstehenden Myonen jedoch typischerweise Energien im  $\text{GeV}$ -Bereich besitzen, verlieren sie ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation. Sie durchdringen also ohne weitere Wechselwirkungen (abgesehen von Vielfachstreuung) die Atmosphäre. Aufgrund ihrer Lebensdauer von  $\tau_0 = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  und der Zeitdilatation erreichen viele der Myonen die Meereshöhe. Die anderen zerfallen gemäß

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{und} \quad \mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad .$$

Auf dem Weg durch die Atmosphäre wird stets Energie durch die  $\pi^0$ -Produktion in die elektromagnetische Komponente und durch die  $\pi^\pm$ -Produktion in die myonische Komponente übertragen. Die Teilchen haben alle fast Lichtgeschwindigkeit. Ein Proton der kosmischen Strahlung mit einer Energie von  $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$  liefert auf Meereshöhe etwa 100 000 Elektronen, 10 000 Myonen und einige hundert Hadronen mit einer Energie größer  $10 \text{ GeV}$  [Gabriel 92].

Aufgrund ihres kleinen Transversalimpulses befindet sich der Hauptteil der Hadronen innerhalb eines Radiusbereichs von etwa  $10 \text{ m}$  um die Schauerachse. Die Elektronen sind durch die Vielfachstreuung an Molekülen der Luft auf einem Gebiet mit einem Radius von etwa  $80 \text{ m}$  zu finden und die Myonen haben die breiteste Lateralverteilung mit einigen  $100 \text{ m}$  Radius, da sie wegen ihres Durchdringungsvermögens aus großen Höhen die Erdoberfläche erreichen können. Die Teilchendichte ist nahe der Schauerachse am größten und nimmt nach außen hin ab. Dagegen ist die Dicke der Teilchenscheibe in den Randbereichen ca. 100 mal größer als im Schauerkern [Allkofer 75].

## 2.1 Abhängigkeit der Schauerentwicklung vom Primärteilchen

Die von schweren Kernen induzierten Luftschauer unterscheiden sich von einem proton-induzierten gleicher Energie in der gesamten Schauerentwicklung. Die Tiefe der ersten Wechselwirkung in der Atmosphäre und die Strecke bis zu jeder weiteren Wechselwirkung hängen von der hadronischen Wechselwirkungslänge  $\lambda$  ab. Bei Protonen ist diese

$\lambda_p \approx 80 \text{ g/cm}^2$ , bei einem Eisenkern  $\lambda_{fe} \approx 15 \text{ g/cm}^2$ . Eiseninduzierte Schauer entwickeln sich daher wesentlich schneller als protoninduzierte. Deshalb sind bei leichten Kernen (insbesondere bei Protonen) die Fluktuationen in der gesamten Schauerentwicklung wesentlich größer als bei schweren Kernen.

Einen Eisenkern kann man sich als Superposition von 56 unabhängigen Nukleonen mit der Energie  $E_0/56$  vorstellen. Die Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen nimmt nur etwa logarithmisch mit der Energie zu. Obwohl bei jedem Stoß nur ein Teil der 56 Nukleonen wechselwirkt erzeugt ein Eisenkern daher mehr Sekundärteilchen bei einer Wechselwirkung als ein Proton und man beobachtet bei eiseninduzierten Schauern auf Meereshöhe mehr Myonen als bei protoninduzierten. Die Sekundärteilchen aus eiseninduzierten Schauern haben jedoch eine geringere Energie als die aus protoninduzierten. Da der Transversalimpuls nur sehr langsam mit der Energie ansteigt, nimmt der Winkel zwischen Schauerachse und Flugrichtung des Sekundärteilchens mit steigender Energie ab. Aus der niedrigeren Energie der Nukleonen folgt damit zum einen, daß auf Meereshöhe weniger Hadronen und Elektronen nachgewiesen werden können, zum anderen, daß die Lateralverteilung aller drei Schauerkomponenten flacher ist als bei einem Protonschauber [Sokolsky 89].

Somit sind insbesondere das Myon/Elektron-Verhältnis und die Lateralverteilung der Myonen und Elektronen signifikante Größen bei der Bestimmung der Art des Primärteilchens.

## 2.2 Ankunftszeitverteilung von Myonen als Parameter zur Massentrennung

Neben der Lateralverteilung des Luftschauers auf Beobachtungsniveau ist insbesondere die longitudinale Entwicklung eines EAS in der Atmosphäre von besonderer Bedeutung, da sie vom Charakter der nuklearen Wechselwirkung von Schauerpartikeln mit der Atmosphäre und von der Art des Primärteilchens abhängig ist. Da die wirklich hochenergetischen Wechselwirkungen von Primär- und Sekundärpartikeln hoch in der Atmosphäre stattfinden, sind Informationen aus dem Frühstadium der Schauerentwicklung besonders sensitiv auf die Masse des Primärteilchens [Kakimoto *et al.* 86].

Es gibt zwei Komponenten im EAS, die aufgrund ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit der Atmosphäre quasi ungestörte Information über ihren Ursprung und damit über die longitudinale Entwicklung eines Luftschauers liefern können. Dies sind zum einen Photonen der Cherenkov-Strahlung, die durch die Elektronen im EAS entstehen, zum anderen die Myonen des Luftschauers. Cherenkov-Photonen haben gegenüber Myonen den Vorteil, daß sie in sehr viel größerer Anzahl im Schauer vorhanden sind. Dadurch sind Myonen größeren Fluktuationen unterworfen, als dies bei den Cherenkov-Photonen der Fall ist. Die Vorteile von Myonen gegenüber Cherenkov-Photonen sind:

- Aufgrund ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit können Myonen aus den ersten Wechselwirkungen eines Schauers auf dem Erdboden nachgewiesen werden.
- Myonen sind an die nukleare Kaskade gekoppelt, da sie direkt aus dem  $\pi^\pm$ -Zerfall entstehen.

- Myonen können im Gegensatz zu Cherenkov-Photonen nicht nur in klaren, mondlosen Nächten beobachtet werden.

Die longitudinale Struktur der sich in der Atmosphäre ausbildenden Myonscheibe auf Beobachtungsniveau ist abhängig von der Produktionshöhe der Myonen und kann durch die Messung von Ankunftszeiten der Myonen untersucht werden. Sie ist sowohl auf die geometrische Entwicklung des Schauers, als auch auf die Lorentz-Faktoren der relativistischen Teilchen sensitiv [de Villiers *et al.* 86]. Schon ältere Modellrechnungen [Dixon & Turver 74, Lapikens 75, Grieder 81] zeigen eine Abhängigkeit der Ankunftszeitverteilungen von Myonen von der Masse des Primärteilchens. Mit Monte Carlo Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß Ankunftszeitverteilungen von Myonen im Primärenergiebereich von  $10^{14} - 10^{16} \text{ eV}$ , insbesondere in größerem Abstand zum Schauerzentrum, wo die geometrischen Faktoren dominieren, zusätzliche Informationen über die Art des Primärteilchens liefern können [Rebel *et al.* 95].

Eine andere, ebenso effiziente Möglichkeit, die mittlere Produktionshöhe der Myonen zu bestimmen, ist die Auswertung der Winkelverteilung der Myonen bezüglich der Schauerachse [Bernlöhr 96]. Von Danilova und Mitarbeitern wurde eine Methode entwickelt, die die Ankunftszeit- und Winkelverteilungen von Myonen kombiniert (Time-track complementarity), um die Abschätzung der Produktionshöhe der Myonen zu verbessern [Danilova *et al.* 94]. Allerdings wurde speziell für eine Erweiterung des KASCADE-Experimentes nachgewiesen, daß für die Massentrennung die Time-track complementarity-Methode keine wesentliche Verbesserung bedeuten würde [Brâncuş *et al.* 96].

Erste Messungen der Struktur der Myonscheibe wurden mit der Volcano Ranch Station durchgeführt [Linsley & Scarsi 62]. Der Energiebereich des Experiments liegt bei  $10^{17} - 10^{18} \text{ eV}$  und der Abstand zum Schauerzentrum betrug  $260 - 1100 \text{ m}$ . Es folgten weitere Experimente, die sich zum Teil mit der Myonscheibenstruktur nahe des Schauerzentrums, wo die Lorentz-Faktoren dominieren, befaßt haben [Woidneck & Böhm 75, de Villiers *et al.* 86, Beisembaev *et al.* 94], größtenteils aber die Struktur in größeren Abständen vom Schauerzentrum bei Energien oberhalb von  $10^{16} \text{ eV}$  untersuchten [Armitage *et al.* 75, Kakimoto *et al.* 83, Kakimoto *et al.* 86, Linsley 86, Christiansen *et al.* 90]. Dabei stellte sich heraus, daß die Ankunftszeiten einzelner Myonen bis zu Mikrosekunden gegenüber dem ersten gemessenen Myon verzögert sein können. Die Abhängigkeit der Teilchenankunftszeiten vom Abstand zum Schauerzentrum wurde von [Agnetta *et al.* 95] ermittelt, wobei jedoch nicht zwischen Myonen und anderen Schauerteilchen unterschieden wurde.

Erste Versuche, die Ankunftszeiten der Myonen als Signatur zur Massentrennung zu verwenden, wurden mit dem Haverah Park Detektor-Array für Primärenergien von  $10^{17} - 10^{18} \text{ eV}$  durchgeführt [Blake *et al.* 90]. Bisher existieren keine experimentellen Ergebnisse zur Elementkomposition im astrophysikalisch sehr interessanten Energiebereich um das „Knie“, in dem die Frage, ob sich die Elementzusammensetzung in diesem Bereich ändert, ein wichtiger Aspekt zur Klärung dieses Phänomens ist.

Bei allen Experimenten zur Untersuchung der Zeitstruktur der Myonscheibe ist eine grundlegende Schwierigkeit die Definition des Zeitnullpunktes und die Wahl der geeig-

neten Parameter um die Struktur zu beschreiben. Im folgenden werden verschiedene Möglichkeiten für Nullpunkt und Strukturparameter dargestellt, die bei den in dieser Arbeit durchgeführten Analysen verwendet werden. In Abbildung 2.2 ist das Prinzip der Bestimmung von Myonankunftszeiten dargestellt. Der Schauerkerne legt bei seinem Weg durch die Atmosphäre bis zum Beobachtungsniveau in der Zeit  $\tau_0$  die Strecke  $s$  zurück. Ein im Schauer produziertes Myon  $n$  durchfliegt die Strecke  $l_n$  und erreicht den sich im Abstand  $R$  vom Schauerzentrum befindenden Detektor in der Zeit  $\tau_n$ . Definiert man den Zeitnullpunkt als den Zeitpunkt der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens, so ist aus geometrischen Gründen klar, daß tiefer in der Atmosphäre produzierte Myonen den Detektor später erreichen, als Myonen, die weiter oben erzeugt werden. Da Ort und Zeit der ersten Wechselwirkung aber der direkten Messung nicht zugänglich sind, können die Größen  $s$ ,  $\tau_0$ ,  $l_n$  und  $\tau_n$  nicht gemessen werden. Statt dessen gibt es aber die Möglichkeit, verschiedene Relativzeiten zu messen, die im folgenden beschrieben werden. Dabei ist zu beachten, daß die gemessenen Ankunftszeiten bei allen schrägen Schauern ( $\Theta > 0$ ) in die Ebene  $E'$  senkrecht zur Schauerachse, mit Nullpunkt im Schauerzentrum, projiziert werden müssen. Mit der Annahme, daß die Myonen mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, ist dies eine einfache geometrische Umrechnung, die abhängig ist vom Azimutwinkel  $\phi$ , vom Zenitwinkel  $\Theta$  und vom Abstand zum Schauerzentrum  $R$ .

Zur Bestimmung von Ankunftszeitverteilungen bieten sich zwei Referenz-Zeiten an:

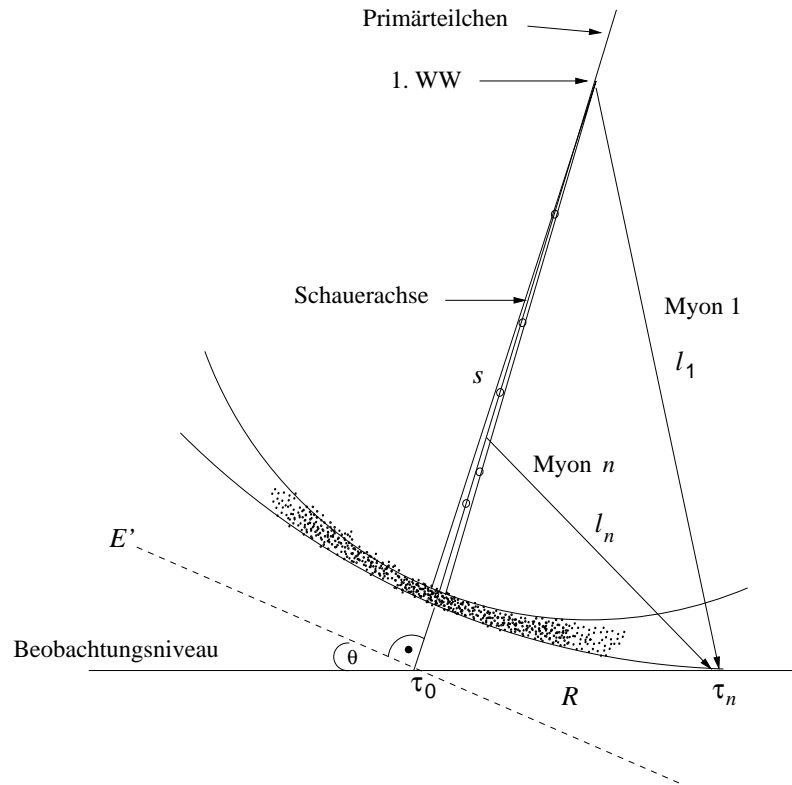


Abbildung 2.2: **Bestimmung der Ankunftszeiten von Myonen eines ausgedehnten Luftschauers.**

1. **Die Ankunftszeit des Schauerzentrums.** Da sich der Detektor zur Messung der Ankunftszeiten in größerem Abstand zum Schauerzentrum befindet, muß diese Zeit durch andere Detektoren bestimmt werden. Vorteile hierbei sind, daß nicht nur die lokale zeitliche Entwicklung, sondern auch die Krümmung der Schauerscheibe in die Analyse mit eingeht, was die Unterschiede bei der Entwicklung bei verschiedenen Primärteilchen deutlicher hervorhebt. Schwierigkeiten können sich aber durch den Zeitabgleich verschiedener Detektoren zueinander ergeben.
2. **Die Ankunftszeit des ersten Myons im Detektor.** Vorteile sind hier, daß kein Zeitabgleich zu anderen Detektoren notwendig ist. Allerdings wird hierbei nur die lokale zeitliche Entwicklung in einem kleinen Ausschnitt des Schauers berücksichtigt, und die Fluktuation in der Ankunftszeit des ersten Myons bewirkt größere Unsicherheiten in der Bestimmung des Zeit-Referenzpunktes als in der 1. Methode.

Als Parameter zur Beschreibung der Struktur der Myonscheibe eines individuellen Luftschauerereignisses bieten sich mehrere Größen an. Dies sind:

- Mittelwert über alle gemessenen Zeiten bezüglich des Schauerzentrums  $\Delta\tau = \overline{\tau_\mu - \tau_0}$ , im folgenden *globaler* Mittelwert, beziehungsweise Mittelwert der Zeiten bezüglich des ersten gemessenen Myons im Detektor  $\Delta\tau^{lok} = \overline{\tau_\mu - \tau_\mu^1}$  (*lokaler* Mittelwert),
- Median  $t_{0,5}$ , 1. Quartil  $t_{0,25}$  und 3. Quartil  $t_{0,75}$  (Definitionen siehe Anhang A) der Myonankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum, bzw. lokaler Median  $t_{0,5}^{lok}$ , lokales 1. und 3. Quartil,  $t_{0,25}^{lok}$ ,  $t_{0,75}^{lok}$  bzgl. dem ersten Myon im Detektor,
- die Zeit des ersten Myons im Detektor bzgl. der Ankunftszeit des Schauerzentrums  $\Delta\tau_\mu^1 = \tau_\mu^1 - \tau_0$ ,
- Ankunftszeit des letzten Myons im Detektor bzgl. der Zeit des ersten im Detektor nachgewiesenen Myons  $\Delta\tau_{last} = \tau_\mu^1 - \tau_\mu^{last}$ ,
- Interquartilabstand  $IQ_t = t_{0,75} - t_{0,25}$ , beziehungsweise lokaler Interquartilabstand  $IQ_t^{lok} = t_{0,75}^{lok} - t_{0,25}^{lok}$ .

Die beiden letzten Größen sind dabei ein Maß für die Dispersion der Myonscheibe. Während  $IQ_t$  bzw.  $IQ_t^{lok}$  eine mittlere Breite beschreiben, ist  $\Delta\tau_{last}$  sensitiv auf stark verzögerte Myonen.

Der Median ist dem Mittelwert vorzuziehen, da er unempfindlicher gegenüber Ausreißern ist, was im Fall der Ankunftszeiten stark verzögerte bzw. verfrühte Myonen sein können. Während der Mittelwert sich in einem solchen Fall drastisch verschieben kann, wird diese Verschiebung beim Median stark unterdrückt.

Die Meßgröße der Ankunftszeit des ersten Myons im Detektor  $\Delta\tau_\mu^1$  wurde ausgewählt, weil das erste ankommende Myon aufgrund des kürzeren Flugweges mit großer Wahrscheinlichkeit aus der 1. oder 2. Wechselwirkung stammt, und damit sensitiv auf die Frühstadien der Schauerentwicklung ist [Rebel *et al.* 95]. Allerdings muß man im Vergleich zu Mittelwertbildungen eine größere Fluktuation in Kauf nehmen. Auch das 1. Quartil sollte,

da es auf frühere Zeiten sensitiv ist, die ersten Wechselwirkungen bevorzugen. Durch geschickte Kombination der dargestellten Größen sollte es möglich sein, die Massentrennung zu verbessern.



# Kapitel 3

## Das Experiment KASCADE

Das Luftschauerexperiment KASCADE (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector), das im Forschungszentrum Karlsruhe aufgebaut wurde (49° n. B., 8° ö. L., 110 m über NN), hat das Ziel, die chemische Zusammensetzung und das Energiespektrum der kosmischen Strahlung im Energiebereich von  $10^{14} - 10^{17} \text{ eV}$  zu bestimmen [Doll *et al.*

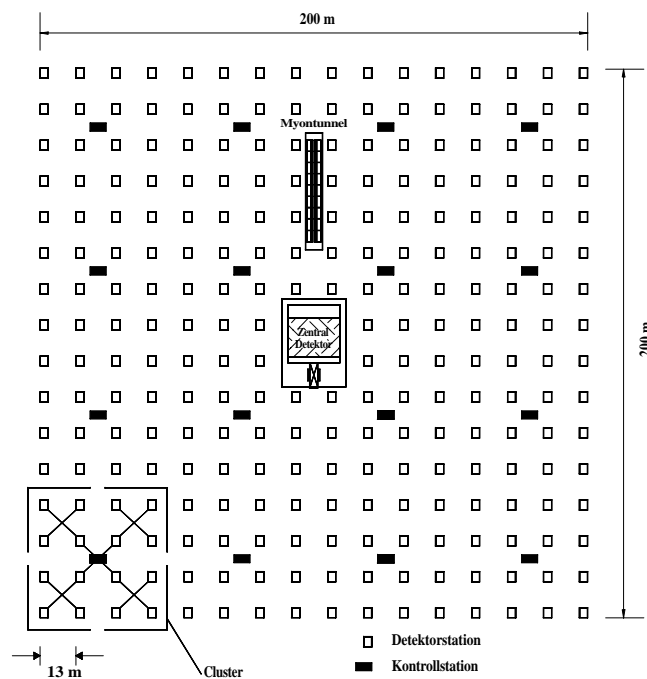


Abbildung 3.1: **Schematische Darstellung des KASCADE-Experimentes.** Das Experiment besteht aus einem  $200 \times 200 \text{ m}^2$  großen Detektorarray zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente des Luftschauers. Im Zentrum befindet sich der sog. Zentraldetektor mit einem Hadronkalorimeter und zusätzlichen Myon- und  $e/\gamma$ -Detektoren. Der Myontunnel im nördlichen Teil des Arrays soll die Fläche zur Myondetektion erhöhen.

90, KASCADE-Collaboration 97]. Das Experiment wurde so ausgelegt, daß man alle drei Hauptkomponenten eines ausgedehnten Luftschauers — die elektromagnetische, die myonische und die hadronische Komponente — simultan messen kann.

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau des Experimentes. Zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Teilchenverteilung wurde ein  $200 \times 200 \text{ m}^2$  großes Detektorarray aufgebaut, das aus insgesamt 252 Detektorstationen besteht. Die Stationen sind in einem quadratischen Gitter angeordnet und haben 13 m Abstand zueinander. Jeweils 16 solcher Detektorstationen sind zu einem sogenannten Cluster zusammengefaßt, in dessen Zentrum sich eine Kontrollstation befindet, die die lokale Elektronik für die 16 Stationen beinhaltet. In den inneren 4 Clustern befinden sich in jeder Detektorstation jeweils vier Detektoren zur Messung der elektromagnetischen Schauerkomponente. In den äußeren 12 Clustern sind nur 2 solcher  $e/\gamma$ -Zähler pro Station installiert, dafür befindet sich aber in jeder dieser Stationen unter einer 10 cm dicken Bleiabschirmung ein Szintillationszähler zur Messung von Myonen.

Mit dem Array ist es möglich, den Ort und die Ankunftszeit des Schauerzentrums, die Richtung des Schauers, die Anzahl und Lateralverteilung der Elektronen und die Anzahl und Lateralverteilung der Myonen zu bestimmen. Die Schauergröße  $N_e$  und das Schaueralter können berechnet werden. Die Energieschwelle der mit dem Array meßbaren Schauer liegt bei etwa  $10^{14} \text{ eV}$ . Im nördlichen Teil des Arrays befinden sich der Myontunnel, in dem zusätzliche Myondetektoren angebracht werden sollen.

Im Zentrum des Detektorarrays befindet sich der sogenannte Zentraldetektor (siehe Abbildung 3.2). Er besteht aus einem  $20 \times 16 \text{ m}^2$  großen Eisen-Sampling-Kalorimeter, das mit 8 Lagen Flüssig-Ionisationskammern bestückt ist, die als aktives Medium Tetramethylsilan (TMS) verwenden. Das Kalorimeter dient zur Messung der Hadronen im ausgedehnten Luftschauer. Die Tiefe des Kalorimeters beträgt 11 hadronische Wechselwirkungslängen. Auf dem Kalorimeter befindet sich eine 5 cm dicke Bleischicht um die niederenergeti-

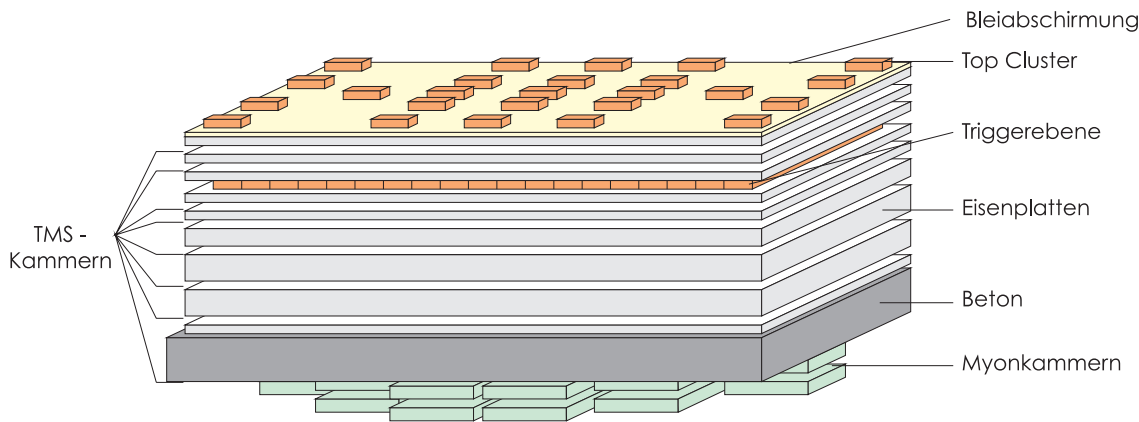


Abbildung 3.2: **Zentraldetektor des KASCADE-Experimentes.** Der Zentraldetektor besteht aus einem Eisen-Sampling-Kalorimeter zur Messung von Hadronen der kosmischen Strahlung. Dafür sind in 8 Lagen TMS-Ionisationskammern installiert. In der 3. Lage des Detektors befindet sich die segmentierte Triggerebene. Auf dem Dach wurde das sog. “Top-Cluster” aufgebaut, das das Array bei der Messung der elektromagnetischen Komponente ergänzt. Unter dem Kalorimeter befinden sich ortsauflösende Vieldraht-Proportionalkammern zum Myonnachweis.

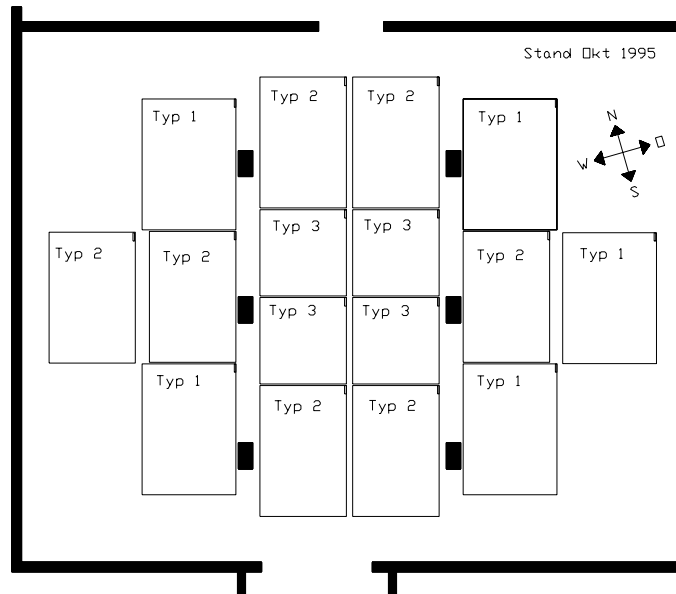


Abbildung 3.3: **Anordnung der Vieldraht-Proportionalkammern.** Die Kammern wurden in zwei identischen Lagen zu jeweils 16 Detektoren angeordnet. Die sensitive Fläche beträgt  $2 \cdot 131 \text{ m}^2$ . Die schwarzen Rechtecke entsprechen den Stützpfilern des Kellers.

sche elektromagnetische Strahlung abzuschirmen. Die Eisen-Absorberplatten haben eine Dicke von  $12 \text{ cm}$  im oberen Teil, bis hin zu  $36 \text{ cm}$  im unteren Teil des Kalorimeters. In der dritten Lage des Eisenturms befindet sich die segmentierte Triggerebene, die einerseits die Aufgabe hat, die Detektorkomponenten des Zentraldetektors zu triggern, andererseits aber auch Ankunftszeiten und Energiedepositionen von Teilchen messen kann (die Triggerebene wird in den folgenden Kapiteln genauer behandelt). Auf dem Dach des Kalorimeters wurde das sogenannte Top-Cluster aufgebaut [Haeusler 96], das aus den baugleichen Szintillationsdetektoren wie die Triggerebene besteht und zur Messung der elektromagnetischen Komponente im Bereich des Zentraldetektors dient. Zum einen können diese 50 Detektoren damit die Lücke der  $e/\gamma$ -Detektoren schließen, die durch den Zentraldetektor im Array entsteht, zum anderen bieten sie aber auch die Möglichkeit bei sehr kleinen, zentralen Schauern, die unterhalb der Energieschwelle des Arrays liegen, die elektromagnetische Komponente auszuwerten.

Unterhalb des Kalorimeters befinden sich großflächige, hoch ortsauflösende Vieldraht-Proportionalkammern (multiwire proportional chamber = MWPC) [Haungs 96], die zur Identifizierung derjenigen Myonen bestimmt sind, die das Kalorimeter durchdringen. Die Bestimmung von Anzahl, Ort und Richtung der Myonen ist dabei möglich. Die Energieschwelle liegt auf Grund des darüberliegenden Absorbermaterials bei  $2 \text{ GeV}$  (siehe Abschnitt 6.3.1).

Um die Richtung der Myonen bestimmen zu können wurden jeweils 16 Detektoren in zwei Lagen gleicher Anordnung übereinander montiert. Der Abstand der Lagen zueinander beträgt  $38 \text{ cm}$ . Abbildung 3.3 zeigt eine Aufsicht auf die MWPC-Lagen. Der Keller hat eine Ausdehnung von  $20 \times 16 \text{ m}^2$ , die gesamte sensitive Fläche der 32 Kammern beträgt

$2 \cdot 131 \text{ m}^2$  [Haungs *et al.* 96]. Daraus ergibt sich eine effektive Flächenbelegung von 41 %. Die Ortsauflösung beträgt  $0.73 \text{ cm}$  in x-Richtung und  $1.43 \text{ cm}$  in y-Richtung [Haungs 96].

Mit dieser Detektoranordnung können somit viele verschiedene Schauergrößen gleichzeitig gemessen werden. Damit sollte es möglich sein, individuelle Schauer in eine Elementgruppe einzuordnen.

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

### 4.1 Aufbau der Triggerebene

Die Triggerebene des KASCADE-Zentraldetektors besteht aus insgesamt 456 schnellen Szintillationszählern und dient dazu, die Auslese aller im Zentraldetektor befindlichen Detektorkomponenten zu starten. Ein Trigger erfolgt, wenn entweder eine einstellbare Mindestanzahl von Myonen, oder mindestens ein Hadron in der Triggerebene nachgewiesen wurde. Um Fehltrigger durch den “Punch Through” der elektromagnetischen Schauerkomponente möglichst gering zu halten [Furler 93] wurde die Triggerebene in der dritten Lage des Hadronkalorimeters (Abbildung 3.2) installiert. Die Abschirmung über den Detektoren besteht aus  $3 \cdot 12 \text{ cm}$  Eisen und aus einer  $5 \text{ cm}$  dicken Bleischicht. Eine tiefere

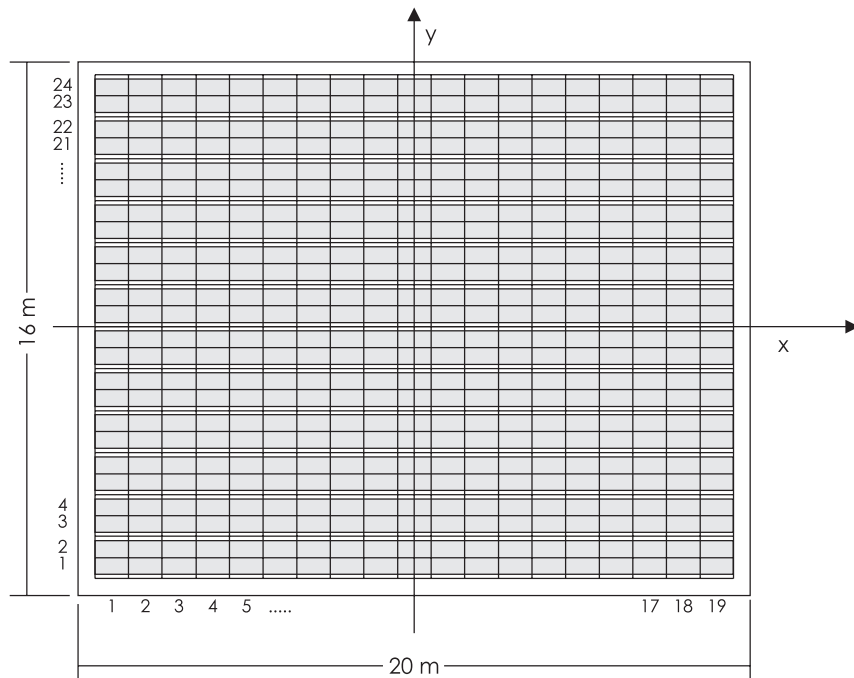


Abbildung 4.1: **Aufsicht auf die Triggerebene.** Jeweils 24 Detektoren sind in 19 Reihen angeordnet. Davon befinden sich jeweils zwei Detektoren in einer Aluminiumbox.

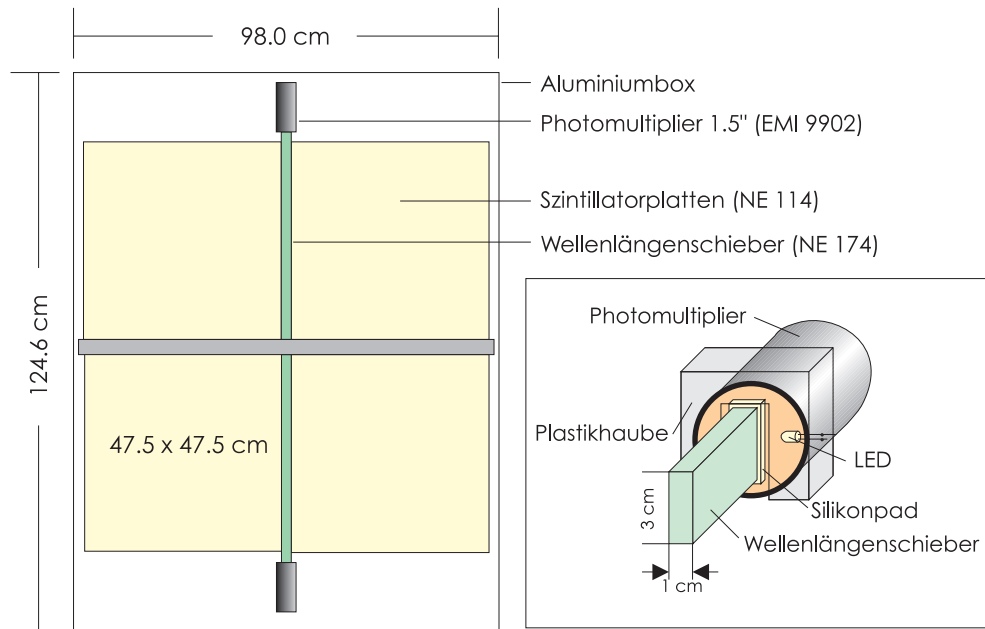


Abbildung 4.2: **Aufbau der Triggerdetektoren.** Links: Aufsicht auf eine Aluminiumbox, in der sich jeweils zwei optisch voneinander entkoppelte Triggerdetektoren befinden. Jeder Detektor besteht aus zwei Szintillatorplatten, die über einen Wellenlängenschieber und Photomultiplier (PM) ausgelesen werden. Im rechten Bild ist die Ankopplung des Wellenlängenschiebers an den Photomultiplier dargestellt. Die LED direkt vor dem PM dient zur Zeiteichung der Detektoren.

Position des Triggers im Eisenturm des Hadronkalorimeters hätte zwar die Fehltrigger durch “Punch Through” weiter verringert, andererseits hätte sich aber sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen im Trigger als auch die Analyse der Hadronen im Kalorimeter verschlechtert. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Aufsicht auf die Triggerebene. Jeweils 24 Detektoren sind in 19 Reihen angeordnet. Dabei befinden sich jeweils zwei Detektoren in einer Aluminiumbox. Die gesamte Detektorfläche beträgt  $19 \times 15 \text{ m}^2$ . Die aktive Detektorfläche beträgt 65 % der Zentraldetektorfläche. Neben der Erzeugung des Triggersignals sind die Detektoren außerdem in der Lage, Energiedeposition und Ankunftszeiten von Teilchen zu messen. Dadurch können mit der Triggerebene weitere interessante Schauerparameter bestimmt werden.

Der Aufbau der Detektoren wurde so gewählt, daß eine für die Bestimmung von Ankunftszeiten von Teilchen im Schauer ausreichend gute Zeitauflösung erreicht wird [Feurer *et al.* 92]. In Abbildung 4.2 ist der Aufbau der Szintillationszähler schematisch dargestellt. In einer Aluminiumbox der Größe  $124,6 \times 98,0 \times 8,5 \text{ cm}^3$  befinden sich jeweils zwei optisch voneinander entkoppelte Szintillationsdetektoren. Jeder dieser Detektoren besteht aus zwei  $47,5 \times 47,5 \times 3,0 \text{ cm}^3$  großen quadratischen Szintillatorplatten aus dem Material NE 114. Diese werden über einen zwischen den Platten angebrachten Wellenlängenschieber (WLS) aus NE 174 und einem Photomultiplier des Typs EMI 9902 ausgelesen. Die Platten sind an den WLS optisch über einen 1 mm breiten Luftspalt angekoppelt. Die Ankopplung des WLS an den Photomultiplier erfolgt über ein Silikonpad, welches beidseitig

mit Silikonpaste bestrichen wird. Damit ist eine gegen Erschütterungen und Wärmeausdehnung stabile Verbindung zwischen Photomultiplier und WLS gewährleistet. Um eine optimale Lichtausbeute in den Szintillatorplatten zu erreichen, werden diese mit Aluminiumfolie umwickelt, womit sich durch die Reflexion Lichtverluste gering halten lassen. Die dem WLS entgegengesetzte Seite ist mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen. Mittels dieser Methode läßt sich eine gute Homogenität des Detektors erreichen. Die örtliche Variation der Pulshöhen wurde zu  $\pm 4\%$  bestimmt [Fessler 97]. Die Zeitauflösung der Detektoren beträgt  $1.4 \text{ ns}$ . Zur Zeiteichung der Detektoren (siehe Abschnitt 4.3) ist direkt vor dem Photomultiplier eine Leuchtdiode angebracht. Diese kann mit kurzen Spannungspulsen eines speziell für die Triggerebene entwickelten adressierbaren Pulsgenerators angesteuert werden [Raidt 97]. Die Detektoren sind mit schwarzer Folie abgedeckt und lichtdicht in das Aluminiumgehäuse eingebaut. Die Hochspannungs- und Signalkabel werden über lichtdichte Durchführungen zugeführt. Um Zeitoffsets aufgrund unterschiedlicher Signalkabellängen zu vermeiden, sind alle Signalkabel und die Kabel zur Ansteuerung der LED gleich lang. Jeweils vier Photomultiplier werden durch eine gemeinsame Hochspannungsversorgung betrieben. Mit Hilfe von Vorwiderständen wird die individuelle Hochspannung so eingestellt, daß die Unterschiede in der Verstärkung der einzelnen Detektoren möglichst gering sind.

## 4.2 Die Ausleseelektronik der Triggerebene

Die Ausleseelektronik [Raidt 97, Föller & Raidt 95] wurde eigens für die Anforderungen der Triggerebene konzipiert und so ausgelegt, daß sie neben der Bildung des Triggersignals noch weitere Aufgaben übernehmen kann. Dies sind im einzelnen [Schmidt 94]:

- Messung der Energiedeposition der Schauerteilchen im jeweiligen Szintillationszähler,
- Messung der Ankunftszeit von Schauerteilchen,
- Überwachung der Szintillationszähler,
- automatische Kalibrierung der Elektronik.

Die Elektronik wurde so aufgebaut, daß alle Schaltkreise, die für die Digitalisierung von Energie- und Zeitinformation notwendig sind, sich für jeweils 4 Kanäle auf einer Baugruppe befinden, die als TRIG1-Baugruppe bezeichnet wird. Jeweils 15 TRIG1-Baugruppen mit zusammen 60 elektronischen Kanälen, sind in einem 19"-Überrahmen zusammengefaßt. Dort befinden sich auch die für die Steuerung dieses Überrahmens benötigten Baugruppen TRIG2 und TRIG3. Für die gesamte Triggerebene werden insgesamt 8 solcher, als "Basiscrate" bezeichneter Überrahmen benötigt. Zur Steuerung der 8 Basiscrates und zur Bildung des Triggersignals dienen die Baugruppen TRIG4 bis TRIG9. Sie befinden sich in einem zusätzlichen Überrahmen, der als "zentrales Crate" bezeichnet wird.

Für die Steuerung der TRIG1-Baugruppen befindet sich in jedem Basiscrate ein TRAMP (TRAnsputer with Memory and Peripheriebus) [Bormann 94]. Über den 8 Bit breiten Peripheriebus (PBUS) können Teile der TRIG2- und TRIG1-Baugruppen angesprochen

werden. Die TRAMPs werden in einer Pipeline-Struktur eingesetzt, die in einem neunten übergeordneten TRAMP im zentralen Überrahmen einmündet.

### 4.2.1 Verarbeitung der Detektorsignale

Die Baugruppe TRIG1 enthält die elektronischen Schaltungen, die zur Verarbeitung der Signale von vier Szintillationszählern benötigt werden [Brendle 94a]. Jeweils 15 TRIG1-Baugruppen befinden sich in einem von acht 19" -Überrahmen. Abbildung 4.3 zeigt ein Blockschaltbild der TRIG1-Baugruppe. Die vier Platinen TRIGA, die für die Verarbeitung der analogen Signale von je einem Szintillationszähler verantwortlich sind, liefern jeweils ein Hadron-Triggersignal, ein Myon-Triggersignal und Daten zur Energie- und Zeitbestimmung. Um bei der Analyse der Energiedeposition eines Teilchens im Szintillator einen großen dynamischen Bereich zur Verfügung zu haben, wurden zwei parallele Verstärkungswege — ein Myon- und ein Hadronzweig — mit unterschiedlichen Verstärkungen realisiert.

Im Myonzweig befinden sich zwei Amplitudendiskriminatoren. Mit dem ersten, dem ein Abschwächer vorgeschaltet ist, wird die Myonschwelle realisiert. Diese kann rechnergesteuert eingestellt werden und sollte bei 30 % des wahrscheinlichsten Wertes der Myon-Energiedeposition liegen. Wird diese Schwelle überschritten, liefert der Diskriminator das *Myon-Signal*. Für die genaue Messung der Impulsamplituden ist dem schnellen Eingangsverstärker des Myonzweiges außerdem ein weiterer, zweistufiger Verstärker nachgeschaltet. Das Ausgangssignal wird durch einen schnellen "Analog-to-Digital-Converter" (ADC) digitalisiert.

Der zweite Amplitudendiskriminator liefert das Zeitsignal, sobald eine vom Rechner steuerbare Schwelle überschritten wird. Er wird direkt, ohne vorhergehenden Abschwächer angesteuert, da eine niedrige Ansprechschwelle gefordert ist. Sie soll bei 4 % des wahrscheinlichsten Wertes der Myon-Energiedeposition liegen. Das Zeitsignal wird zur Steuerung eines "Time-to-Amplitude-Converters" (TAC), der zur Zeitmessung benutzt wird, verwendet. Die Zeit-Spannungswandlung im TAC beginnt synchron zu dem lokalen 10 MHz-Taktsignal, das jedes Basisrate vom zentralen Überrahmen erhält. Das Myon-

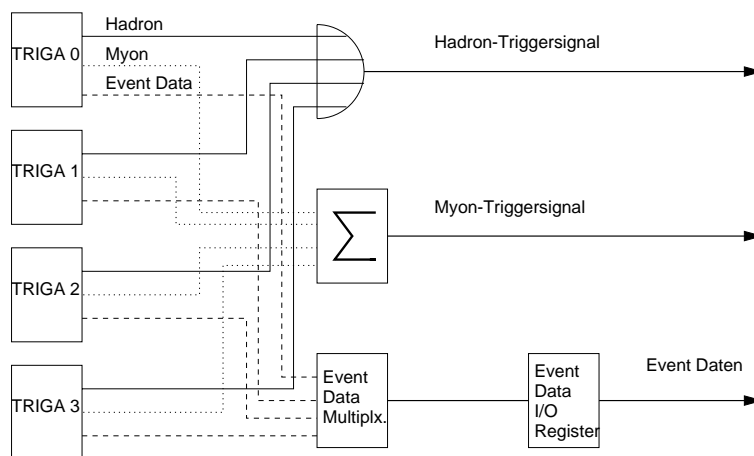


Abbildung 4.3: Blockschaltbild der Baugruppe TRIG1



Signal, wird mit einem logischen UND mit dem Zeitsignal verknüpft und beide starten nach einer festen Verzögerungszeit (290 ns) das ADC-Clock-Taktsignal. Mit der ersten fallenden Flanke dieses Signals wird der TAC gestoppt und der momentane Wert digitalisiert. Das Konversionsergebnis soll im Bereich von 28 bis 227 ADC-Kanälen liegen, was 0 bis 100 ns entspricht.

Der Hadronzweig ist ähnlich wie der Myonzweig aufgebaut. Allerdings befindet sich nur ein Amplitudendiskriminator im Zweig, und der Aussteuerbereich ist wesentlich größer, da die Energiedeposition eines Hadronschauers in einem Szintillationszähler in einem großen Bereich variieren und mehrere 100 MeV betragen kann. Die niedrigere Verstärkung wird durch die viel kleinere Verstärkung der Eingangsstufe (Faktor  $\approx 1/26$ ) erreicht. Die Schwelle des Hadrondiskriminators liegt um den festen Faktor 166 über der Myonschwelle. Die Hadron-Triggersignale werden zunächst durch eine lokale ODER-Schaltung verknüpft und dann auf eine weitere ODER-Schaltung gegeben, die die Hadron-Trigger-Signale aller TRIG1-Baugruppen verknüpft. Daraus entsteht das resultierende Hadron-Trigger-Signal. Die Myontriggersignale der Kanäle einer TRIG1-Baugruppe werden normiert und passiv analog addiert. Das Summensignal wird in ein Stromsignal umgewandelt, dessen Amplitude proportional der Anzahl gleichzeitig aktiver Myon-Trigger-Signale ist. Die Weiterverarbeitung dieser Strom-Summensignale erfolgt in der Rahmensteuerung. Die ADC-Daten von Energie- und Zeitmessung werden über einem Multiplexer weitergegeben.

## Synchronisation und Messung verzögerter Teilchen

Detektiert die zentrale Koinzidenzeinheit einen Schauer, so wird synchron zum 10 MHz-Takt der zentralen Triggereinheit das Signal zur Ereignisauslese (*Blocksignal*) aktiviert, und an alle TRIG2-Baugruppen verteilt. Von dort gelangt das Blocksignal zu den TRIG1-Baugruppen. Die Teilchenankunftszeiten werden in den TRIG1-Baugruppen in bezug auf die auf diese Baugruppen verteilten Kopien des zentralen 10 MHz-Taktes gemessen, die sich in der Phasenlage von dem zentralen Takt unterscheidet. Als Bezugspunkt gilt hierbei die übernächste, auf das Ereignis folgende steigende Flanke des 10 MHz-Taktes.

Die Synchronisation in der zentralen Koinzidenzeinheit ist maßgeblich für die Festlegung des Zeitpunktes des ganzen Schauers, die Synchronisation in den TRIG1-Baugruppen legt dagegen die Ankunftszeit einzelner Teilchen bezogen auf die Schauerankunftszeit fest.

Fällt nun aber ein zu synchronisierendes Signal genau auf die steigende Flanke des dort gültigen Taktes, so gibt es zwei Möglichkeiten: entweder die Synchronisation erfolgt noch bezüglich dieser Taktflanke (frühe Synchronisation), oder aber sie erfolgt erst bezüglich der darauffolgenden Taktflanke (späte Synchronisation). Um hier Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, muß klar festgestellt werden können, auf welche Taktperiode synchronisiert wurde.

Hierfür besitzt jeder Szintillationszähler zwei 4-Bit-Zähler, die die relative zeitliche Lage zwischen 10 MHz-Taktflanke auf TRIG1 und dem in der Zentraleinheit synchronisierten Blocksignal messen. Diese Zeitähler können auch dazu verwendet werden, um den Meßbereich der Ankunftszeiten über den Bereich von 100 ns hinaus zu vergrößern um auch verspätet eintreffende Teilchen noch messen zu können.

### 4.2.2 Zentrale Triggerelektronik

Die Baugruppen TRIG4 bis TRIG9 befinden sich im zentralen Triggercrate. In Abbildung 4.4 ist die Kommunikation und die Aufgabenverteilung zwischen diesen sechs Baugruppen dargestellt. Die Myon-Triggersignale der acht Überraahmen, die in TRIG3 erzeugt wurden, werden in TRIG4 zusammengefaßt, um daraus das logische Myon-Triggersignal zu erzeugen [Brendle 94b]. Die geforderte minimale Myonmultiplizität, um die Auslese zu starten, ist rechnergesteuert einstellbar. Für die Kommunikation zwischen TRIG3 und TRIG4 wird die Stromstärke als Signalgröße genutzt. Die Signale der 8 Überraahmen werden dann durch eine passive Addierschaltung (die um den Faktor 8 abschwächt) aufsummiert. Das resultierende Signal (11 mV entsprechen 1 Myon) wird einem als Multiplizitätendiskriminator dienenden Spannungskomparator zugeführt. Für die Erzeugung des globalen Hadron-Triggersignals ist die TRIG5-Baugruppe zuständig [Brendle *et al.* 95]. Hierbei werden alle eingehenden Hadron-Triggersignale der acht Überraahmen mit einem logischen ODER verknüpft. Das globale Hadron-Triggersignal wird erzeugt, wenn mindestens einer der Hadrontrigger aus den acht Crates aktiv ist. Die Aufgaben der Baugruppe TRIG6 sind [Raidt 94]:

- Ausgabe von Triggersignalen für Ionisations- und Myonkammern und weitere Detektoren,
- Ausgabe des Block-Signals an die Triggerelektronik,
- Verzögerung von Triggersignalen um einen bestimmten Wert, der von TRIG7 übertragen wird,
- Übertragung von Trigger-Pattern an TRIG7,
- Handshaking mit VME-Bus des Host-Rechners und
- Totzeitmessung.

Die Baugruppen TRIG6 und TRIG7 sind über einen seriellen Datenbus miteinander verbunden. Die Einstellung von Myonmultiplizitätenschwelle, die Triggerverzögerung, die Triggerfreigabebedingung und die Parameter zur Erzeugung von Software-Triggersignalen, um die Daten von TRIG6 nach TRIG7 zu übertragen, erfolgen über 16-Bit-Parameterworte, die von TRIG7 über eine Signalleitung an TRIG6 gesendet werden. Die Übertragung von Daten an TRIG7 erfolgt über eine zweite Signalleitung nur auf Anforderung von TRIG7.

TRIG6 verfügt über acht Hardware-Triggereingänge. Die Eingänge 0 und 1 entsprechen dem von TRIG4 und TRIG5 erzeugten Hadron- und Myontriggersignalen, die über die Rückwandverdrahtung des zentralen Crates übertragen werden. Die Eingänge 2 bis 5 sind externen logischen NIM-Signalen zugeordnet. Nr. 6 dient zur Steuerung der in den Szintillatoren befindlichen LEDs, die zur Zeiteichung benutzt werden. Eingang 7 entspricht dem Signal zur Kommunikation mit dem VME-Überraahmen. Die NIM-Logik-Eingänge befinden sich an der Frontplatte der TRIG6-Baugruppe. Auf einer Huckepackplatine befinden sich die zugehörigen NIM-TTL-Konverter. Nach der Konvertierung werden die externen Triggersignale auf der Rückwandverdrahtung zur Verfügung gestellt.

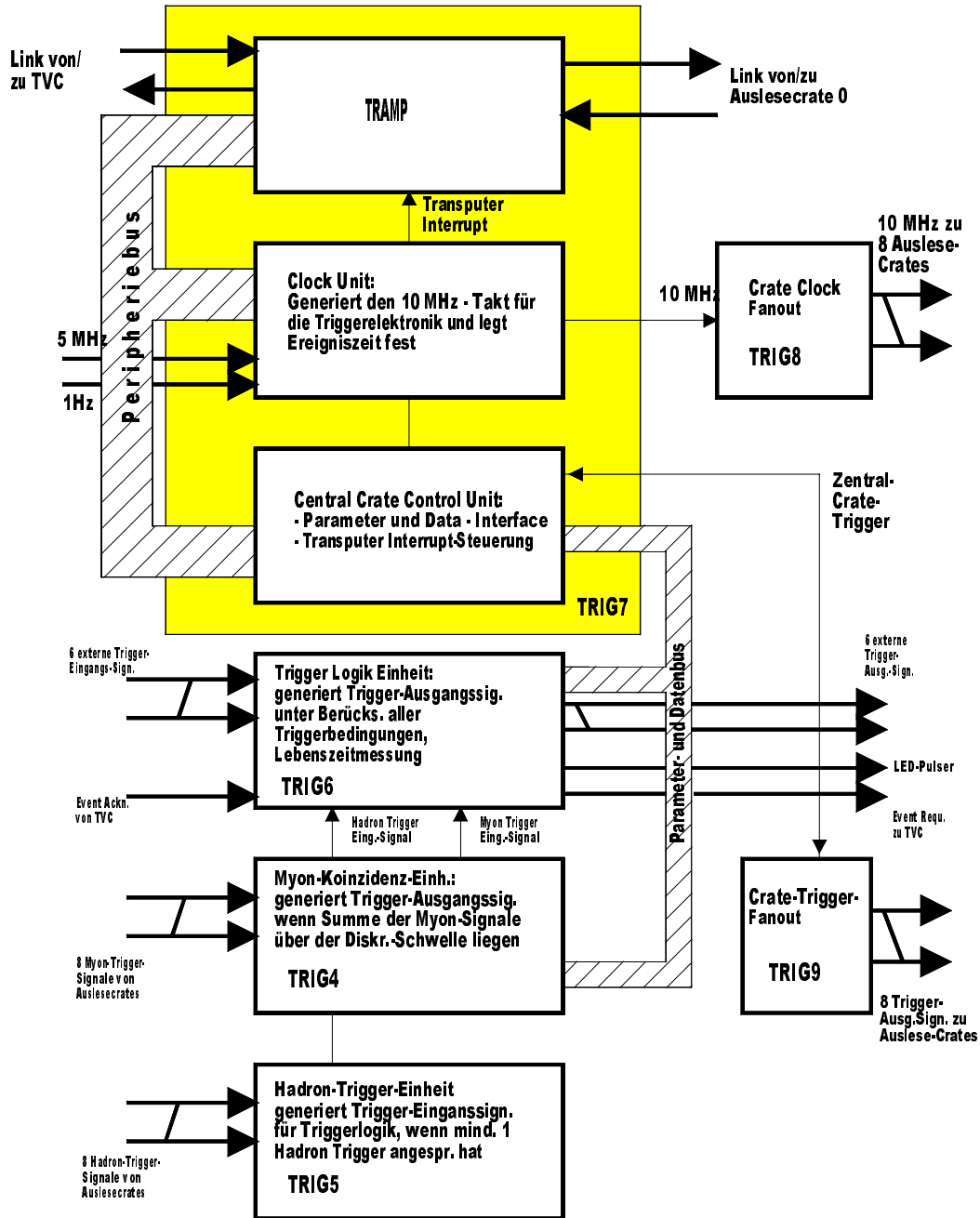


Abbildung 4.4: Kommunikation zwischen den Baugruppen des zentralen Crates.

Die acht beliebigen Trigger-Eingangssignale werden von der Elektronik zu acht Trigger-Ausgangssignalen verarbeitet. Diese werden an der Frontplatte sowohl als TTL- als auch als NIM-Signale ausgegeben. Als Rahmensteuerung für den 19"-Rahmen mit den zentralen Baugruppen dient die TRIG7-Baugruppe [Brendle 94c]. Ihre Aufgaben liegen vor allem in der Erzeugung des zentralen 10 MHz-Taktes, der durch die TRIG8-Baugruppe [Brendle *et al.* 95] auf die 8 Basisrates verteilt wird und der Bereitstellung der aktuellen Zeit. Außerdem ist sie für die Ausgabe von Parameterworten und das Einlesen von Statusworten von Baugruppen des zentralen Crates zuständig. Die Baugruppe TRIG9 dient als Trigger-Fanout.

## 4.3 Eichung der Detektoren

### 4.3.1 Energieeichung

Die Triggerdetektoren können die Energiedepositionen sowohl von Myonen, als auch von Hadronen bestimmen. Myonen deponieren als minimalionisierende Teilchen im Szintillator nur  $1.9 \text{ MeV/cm}$  Energie als wahrscheinlichsten Wert. Hadronen schauern im Eisenkalorimeter auf, so daß eine Vielzahl von Sekundärteilchen entstehen. Dies führt zu Energiedepositionen von mehreren  $100 \text{ MeV}$  pro Szintillationsdetektor. Daher muß der dynamische Bereich der Energiemessung so ausgelegt sein, daß niedrige Energien präzise bestimmt werden können, gleichzeitig aber auch eine ausreichend genaue Bestimmung von hohen Ener-

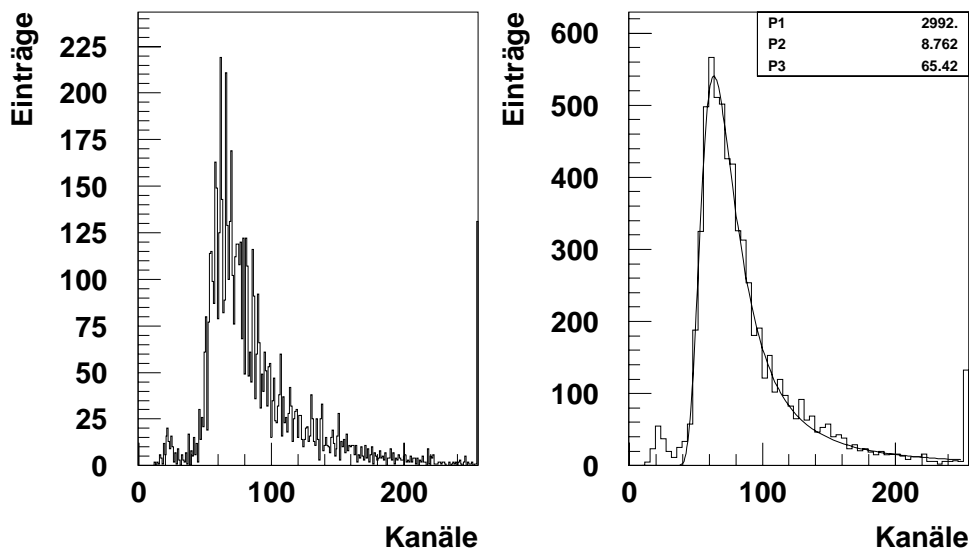


Abbildung 4.5: **Myon-ADC-Spektrum.** Links: originales Spektrum. Rechts: geglättetes Spektrum mit Anpassung einer Landau-Funktion.

giedepositionen noch gewährleistet ist. Deshalb wurde die Energiemessung in zwei Zweige aufgeteilt: den Myonzweig, der eine hohe Verstärkung des Eingangssignals aufweist, und den Hadronzweig, dessen Eingangsverstärkung nur ca.  $1/26$  des Myonzweigs beträgt (siehe Abschnitt 4.2.1). In beiden Zweigen befinden sich 8-Bit-Analog-to-Digital-Converter (ADCs), so daß für jeden Zweig ein Bereich von 256 ADC-Kanälen zur Verfügung steht. Die Energieeichung des Myon-ADCs wird mit Myonen durchgeführt. Die Energiedepositionen von Myonen folgen dabei einer Landau-Verteilung. Simulationen haben gezeigt, daß der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition in den Szintillationsdetektoren bei  $6.4 \text{ MeV}$  liegt. Abbildung 4.5 zeigt das Myonspektrum eines beliebigen Detektors, das man erhält, wenn jeder Detektor sich selbst triggert. Im linken Bild ist das originale Spektrum dargestellt. Die Strukturen kommen dadurch zustande, daß bei den ADCs, bei denen aus Kostengründen auf Bauteile aus der Unterhaltungselektronik zurückgegriffen wurde, differentielle Nichtlinearitäten auftreten. Eine Glättung des Spektrums erhält man, wenn man jeweils vier benachbarte elektronische Kanäle zusammenfaßt. Das Ergebnis dieser Prozedur zeigt das rechte Bild. Hier ist zudem die zur Bestimmung des Myonpeaks angepaßte Landau-Funktion mit eingezeichnet. Die Überhöhung am Beginn des Spektrums ist auf Untergrundereignisse zurückzuführen, die mit ausgelesen werden, solange die Diskriminatorschwelle für die Auslese des Myonzweigs (Myonschwelle, siehe Abschnitt 4.2.1) noch nicht auf den vorgesehenen Wert von 30 % der wahrscheinlichsten Energiedeposition von Myonen eingestellt ist. Ereignisse, deren Energie größer als der Meßbereich ist, werden in die Kanäle 253 bis 255 einsortiert, was die Erhöhung am Ende des Spektrums bewirkt.

Die Verstärkung der Photomultiplier sollte so eingestellt werden, daß der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes einen ADC-Wert zwischen 60 und 70 liegt. Dies gewährleistet einen ausreichenden Abstand zum Untergrund und es wird ein zu frühes Ende des Meßbereiches des ADCs vermieden.

Die zur Eichung der Triggerzähler benötigten Myonspektren können während des normalen Meßbetriebs aufgenommen und nach Beendigung einer Messung abgespeichert werden. Die Lage des Myonpeaks ist sehr sensitiv auf die Qualität der Photomultiplier, außerdem können Temperatureinflüsse eine Rolle spielen. Diese Eichung sollte deshalb mindestens einmal pro Woche durchgeführt werden.

Beim Hadronzweig ist der Myonpeak nicht aufgelöst, da hier ein Kanal bereits ca. 26 Kanälen des Myonzweigs entspricht. Der Myonpeak verschwindet damit in den ersten drei Kanälen des Hadron-ADCs. Die Energiedeposition kann aber mit Hilfe des linearen Verstärkungsverhältnisses zwischen Myon- und Hadron-ADC bestimmt werden. In Abbildung 4.6 ist das Prinzip am Beispiel eines beliebigen Triggerzählers dargestellt. Es wird jeweils der elektronische Kanal des Hadron-ADCs über dem des Myon-ADCs für alle Energiedepositionen im Triggerzähler aufgetragen. Durch die Meßpunkte wird eine Ausgleichsgerade gelegt, die die Kalibrierung der Signale im Hadronzweig ergibt. Das Verhältnis zwischen Myon- und Hadron-ADC ist sehr stabil, so daß diese Eichung nur zur Prüfung der Langzeitstabilität ca. einmal pro Monat durchgeführt werden muß.

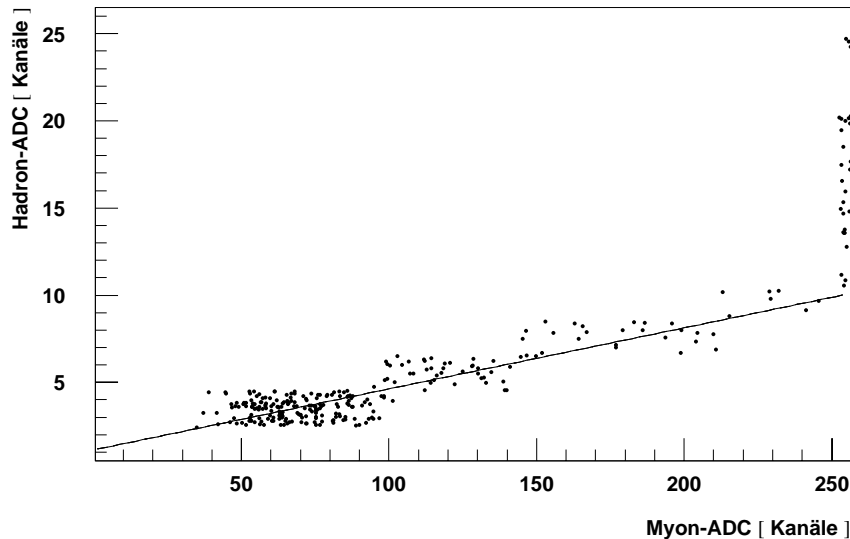


Abbildung 4.6: **Eichung des Hadron-ADCs.** Für jedes gemessene Teilchen wird der Wert des Hadron-ADCs gegen den des Myon-ADCs aufgetragen. Durch Anpassung einer Ausgleichsgerade erhält man das Verhältnis zwischen den elektronischen Kanälen der beiden ADCs.

### 4.3.2 Zeiteichung

Die Messung der Ankunftszeit von Teilchen erfolgt im Bereich von 0 bis 100  $ns$  mit einem TAC, dessen Ausgangssignal mit einem 8-Bit-ADC digitalisiert wird (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die Kombination von TAC und ADC wird im folgenden als TDC (Time-to-digital-Converter) bezeichnet. Man hat einen Bereich von 256 elektronischen Kanälen zur Verfügung. Der TDC sollte so eingestellt sein, daß das Zeitfenster von 100  $ns$  eine konstante Breite von 200 Kanälen entspricht. Die Zeit Null sollte dabei ca. bei Kanal 28 liegen. Zur Erweiterung des Meßbereiches steht ein Zähler zur Verfügung, der im 100  $ns$  Takt zählt. Wird ein Schauer durch die Triggerebene getriggert, hat dieser Zähler bei Teilchen in der Schauerfront in der Regel den Wert 4 oder 5, bei verspäteten Teilchen ist der Zählerwert höher (bis maximal 15). Der Wert Null im Zähler bedeutet, daß kein zum Ereignis koinzidentes Teilchen gemessen wurde. Relativzeiten in der Triggerebene können bestimmt werden, indem man den Wert des Zählers mit 100 multipliziert und den kalibrierten TDC-Wert (im Bereich 0–100  $ns$ ) dazuzählt.

Bei der Zeiteichung müssen zwei Faktoren bestimmt werden. Zum einen die Umrechnung von TDC-Werten in  $ns$ , zum anderen müssen elektronische Laufzeitunterschiede bei den einzelnen Szintillationszählern berücksichtigt werden [Raidt 97, Fessler 97]. Für beide Messungen wird die in den Szintillationszählern eingebaute LED verwendet. Zur Ansteuerung der LEDs wird ein adressierbarer Pulser verwendet [Raidt 97]. Dieser steuert jeweils eine Detektorbox (2 LEDs) pro Auslese-Rahmen an.

Zur Kalibrierung der TDCs werden die Pulse ohne feste Zeitbeziehung zum 10 MHz-Takt der Triggerelektronik gefeuert. Da die Zeit in bezug auf den 10 MHz-Takt gemessen wird (vgl. Abschnitt 4.2.1), erhält man gleichverteilt alle Zeiten zwischen 0 und 100  $ns$ . Man erwartet bei den TDC-Daten ein Kastenspektrum, d. h. eine Gleichverteilung im Bereich

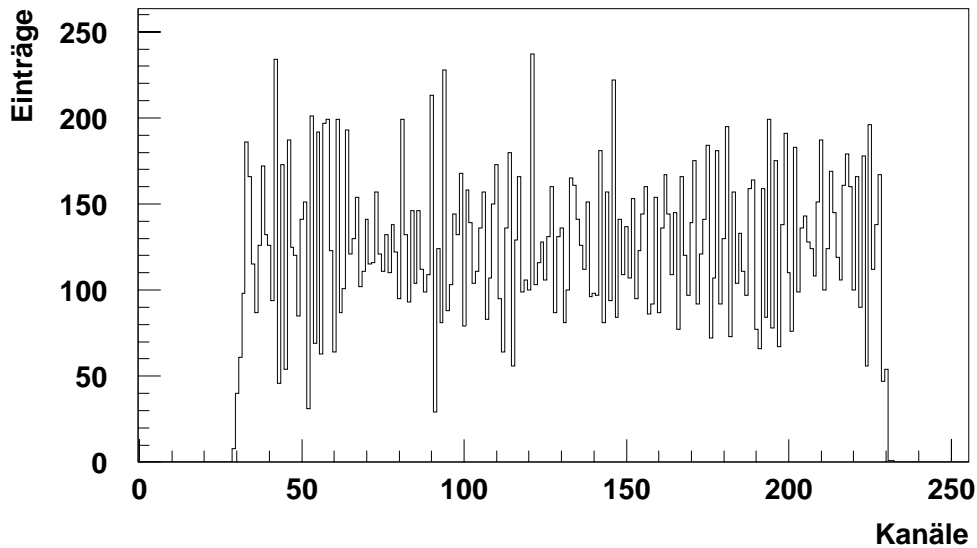


Abbildung 4.7: **Eichspektrum des TDCs.** Das Spektrum wird mit einem Pulsgenerator erzeugt, der die eingebaute LED ohne feste Zeitbeziehung zum 10 MHz-Takt der Triggerelektronik feuert.

von ca. Kanal 28 bis Kanal 228. Abbildung 4.7 zeigt ein beliebiges aufgenommenes Spektrum. Man sieht deutlich die Grenzen bei Kanal 30 und Kanal 230, erkennt aber, daß die Anzahl der Einträge pro Kanal in diesem Bereich deutlich unterschiedlich ist. Dieser Effekt zeigt sich auch, wenn die Eichung mit kosmischen Myonen durchgeführt wird, ist also nicht durch den Pulser verursacht. Die Ursache liegt vielmehr darin, daß die Breite der elektronischen Kanäle deutlich schwankt. Sie reicht von  $0.1 \text{ ns}$  bis hin zu  $0.9 \text{ ns}$  für einen Kanal. Diese Breite läßt sich aus dem Verhältnis der Einträge pro elektronischem Kanal zueinander bestimmen. Wurden die Breite der Kanäle und der Beginn sowie das Ende des Kastenspektrums bestimmt, können die Werte in  $\text{ns}$  umgerechnet werden. Die Lage des Kastenspektrums reagiert extrem empfindlich auf Temperaturschwankungen in der Elektronik. Obwohl diese durch eine Kühlung auf möglichst konstanter Temperatur gehalten wird, muß die TDC-Eichung ständig überprüft werden. Deshalb wurde ein Verfahren entwickelt, das es ermöglicht, während des Meßbetriebs die TDCs zu eichen [Raidt 97], so daß bereits die Rohdaten als Zeiten in Nanosekunden abgespeichert werden.

Bei der Messung der Zeitoffsets der Detektoren zueinander [Fessler 97] wird die LED synchron zum  $10 \text{ MHz}$ -Takt durch den Pulsgenerator gefeuert. Dadurch erhält man bei der Auslese der Detektoren im TDC einen Peak bei einem bestimmten elektronischen Kanal. Die Lage des Peaks wird durch zwei Faktoren bestimmt (siehe Abbildung 4.8). Zum einen durch die Zeit des LED-Zweiges  $t(\text{LED})$ , zum anderen durch die Durchlaufzeit durch die Meßelektronik  $t(\text{DAQ})$ . Die Zeit  $t(\text{LED})$  setzt sich zusammen aus der Signallaufzeit im Pulserkabel und der Ansprechzeit der LED. Die Zeit  $t(\text{DAQ})$  beinhaltet die Ansprechzeit des Photomultipliers, die Laufzeit des Signals im Signalkabel und die Durchlaufzeit durch die Elektronik. Die durch die LED bestimmte Offset-Zeit  $t(\text{offs})=t(\text{LED})+t(\text{DAQ})$  wird

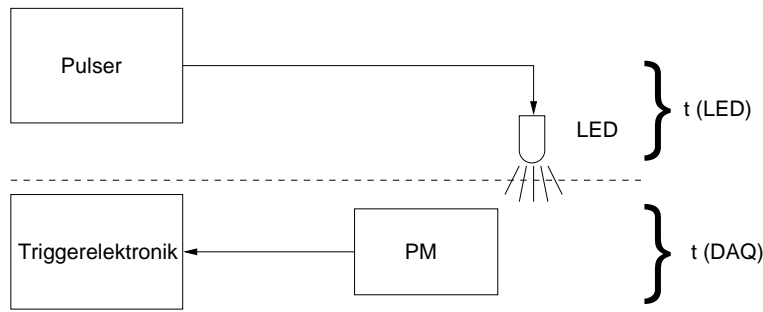


Abbildung 4.8: **Blockschaltbild der LED-Eichung.**

bereits während der Datenaufnahme von der ebenfalls online aus TDC und Zählerstand bestimmten Teilchenankunftszeit abgezogen. Wäre  $t(\text{LED})$  für alle Detektoren gleich, dann wären die gemessenen Zeiten der Detektoren damit aufeinander abgeglichen. Die LEDs der verschiedenen Detektoren haben allerdings unterschiedliche Ansprechzeiten (bis zu  $5 \text{ ns}$  Differenz [Haeusler 96]) und die Länge der Pulserkabel zu den Detektoren kann geringfügig differieren, so daß die Zeiten  $t(\text{LED})$  der Detektoren nicht übereinstimmen. Diese Differenzen, die bei der Messung von Teilchenankunftszeiten nicht auftreten, müssen noch mitberücksichtigt werden.

Dies geschieht mit einem zusätzlichen Szintillationsdetektor (als Paddel bezeichnet), der baugleich zu denen der Triggerebene ist und sich im Keller des Zentraldetektors befindet. Das Paddel wird als 457ster Detektor in die Ausseelektronik eingebunden. Der vertikale geometrische Abstand zur Triggerebene beträgt  $564 \text{ cm}$ . Die Auslesebedingung für die Triggerebene wird so eingestellt, daß eine Koinzidenz mit mindestens einem Triggerdetektor und dem Paddel verlangt wird. In der späteren Analyse wird eine Koinzidenz zwischen genau einem Triggerdetektor und dem Paddel verlangt, was bedeutet, daß in beiden Detektoren dasselbe Myon nachgewiesen wurde. Korrigiert man die im Paddel gemessene Zeit mit der Flugzeit des Myons zwischen Triggerebene und Paddel und bildet für jeden Triggerdetektor die Differenz zwischen gemessener Zeit im Paddel und im Triggerdetektor, so erhält man die Zeit  $t(\text{LED}) - t_{\text{paddel}}(\text{LED}) = t(\text{LED}) - \text{const}$ . Dieser Wert wird bei der Analyse zu den Detektorzeiten wieder hinzugezählt, wodurch alle Detektoren zeitlich aufeinander abgestimmt werden.



# Kapitel 5

## Rekonstruktion von Ereignissen

Das Programm KRETA (**K**ASCADE **R**econstruction of **E**x**T**ensive **A**irshowers) ist ein Rekonstruktions- und Analyseprogramm, das speziell für das KASCADE-Experiment entwickelt wurde. Es können damit sowohl reale Daten als auch Simulationsdaten, die mit dem Programm CRES generiert wurden (siehe Kapitel 6.3), analysiert werden. Die hier dargestellte Beschreibung bezieht sich auf die für diese Arbeit verwendete KRETA-Version 13.03. KRETA besteht aus einem Programmrahmen, der für das Einlesen der Daten und Steuerkarten, das Initialisieren von Startwerten, den Programmablauf und das Abspeichern der Ergebnisse verantwortlich ist. In diesem Rahmen sind sogenannte Prozessoren für die Detektorkomponenten von KASCADE implementiert, die alle separat angewählt werden können. Innerhalb dieser Prozessoren werden die Rohdaten der jeweiligen Detektorkomponente analysiert. Die Prozessoren behandeln die Daten der folgenden Detektorkomponenten:

1. Das Array: hier ist es auch möglich, die Myondetektoren und die  $e/\gamma$ -Detektoren separat anzuwählen,
2. die Triggerebene,
3. die Myonkammern,
4. das Topcluster,
5. das Hadronkalorimeter, bei dem zwischen Analyse des Schauerkerne und einzelner Hadron gewählt werden kann,
6. der Myontunnel.

Das Programm KRETA läuft in 6 Phasen ab. Die Phasen 1 und 2 dienen zum Einlesen und zur eventuell erforderlichen Kalibration der Rohdaten. In der dritten Phase wird die Analyse der kalibrierten Daten vorbereitet, die in der Phase 4 stattfindet. Die vierte Phase besteht selbst aus mehreren Durchläufen, die als Iterationslevels bezeichnet werden. Im ersten Iterationslevel führt jeder Detektorprozessor separate Analysealgorithmen durch, ab dem zweiten Iterationslevel kann jeder Prozessor auf die Ergebnisse der anderen Detektorteile aus Level 1 zugreifen und mit diesen Detektoren korrelierte Analysen durchführen.

In Phase 5 können Ergebnisse verschiedener Prozessoren verbunden werden, in der sechsten Phase werden Histogramme gefüllt und es erfolgt, falls erwünscht, die Ausgabe der analysierten Ergebnisse in sogenannten DST-Files (DST= Data Summary Tape).

## Der Triggerprozessor in KRETA

Im folgenden Abschnitt wird dargestellt, welche Analysen mit dem Prozessor der Triggerebene durchgeführt werden können. Hierbei werden die programmtechnischen Details nur kurz ausgeführt, in Anhang B finden sich zusätzliche Diagramme zum Programmablauf.

Nachdem die Rohdaten in den Programmphasen 1 und 2 eingelesen und mit den in einer Datenbank abgespeicherten Kalibrationskonstanten geeicht wurden, liegen für jeden Triggerdetektor deponierte Energie in  $MeV$  und relative Ankunftszeit eines Teilchens in Nanosekunden vor, sowie für jedes Event die Anzahl der Detektoren über der Myonschwelle ( $0.3 \cdot 6.44 MeV$ ), die Anzahl der Detektoren über der Hadronschwelle ( $320 MeV$ ) und die gesamte in der Triggerebene deponierte Energie.

Da für die Auswertung der Ankunftszeitverteilungen von Myonen bei einer Energieschwelle von  $2 GeV$  Informationen von Myonkammern und Array benötigt werden, können die meisten der nun folgenden Analysen der Phase 4 erst ab Iterationslevel 2 durchgeführt werden.

Im Iterationslevel 1 wurden zum Verständnis der Daten folgende Analysen eingebaut: erstens die Bestimmung des Schauerzentrums innerhalb des Zentraldetektors aus den Energiedepositionen, zweitens die Berechnung einer Schauerebene aus der Zeitinformation der Triggerebene.

### Bestimmung des Schauerzentrums im Zentraldetektor

Die Bestimmung des Schauerzentrums befindet sich bisher in einem vorläufigen Stadium, weshalb hier nur kurz das Prinzip dargestellt wird.

Da in dieser Phase noch nicht auf Informationen des Arrays zugegriffen werden kann, müssen Auswahlkriterien dafür gefunden werden, ob sich das Schauerzentrum innerhalb der Fläche des Zentraldetektors befindet. Eines dieser Auswahlkriterien ist das Vorhandensein von Hadronen, die sich bei der Triggeranalyse durch sehr hohe Energiedepositionen bemerkbar machen. Deshalb wird in einem ersten Schritt zunächst versucht, Hadronen zu identifizieren. Die Lateralverteilung des Schauers, der durch ein Hadron im Zentraldetektor ausgelöst wird, hat in Höhe der Triggerebene etwa einen Durchmesser von  $50 cm$  [Föller 93]. Dies bedeutet, daß mehrere benachbarte Triggerdetektoren getroffen werden können, deren Energiesumme dem gesamten Energiedeposit eines einzelnen Hadrons entspricht.

Zunächst kann nach Detektoren gesucht werden, deren Energiedeposit größer als die Hadronschwelle ist. Trifft das Zentrum des Hadronschauers aber gerade eine Lücke zwischen den Triggerdetektoren, kann dies zur Folge haben, daß keiner der Detektoren einen Energiedeposit größer als die Hadronschwelle aufweist, daß aber die Energiesumme der getroffenen Detektoren trotzdem auf ein Hadron schließen läßt. Um auch solche Hadronen zu identifizieren, wurde ein Cluster-Algorithmus eingeführt, der bereits erfolgreich

zur Suche von Hadronen im Kalorimeter des Zentraldetektors verwendet wird [Mielke 94] und der auf [Altherr & Seixas 90] zurückgeht. Dabei werden in mehreren Schritten dem Detektor mit der größeren Energiedeposition die kleineren Energieeinträge der Nachbarn zugeschlagen, wodurch die flächig verteilte Energie des Hadronschauers in einem Energie-Cluster konzentriert wird. Liegt die Cluster-Energie über der Hadronschwelle, wird davon ausgegangen, daß an dieser Stelle ein Hadron nachgewiesen wurde. Um gegen Punch-Through oder strahlende Myonen diskriminieren zu können, müßten die ermittelten Hadron-Durchgangsorte mit den im Hadron-Kalorimeter rekonstruierten Spuren verglichen werden. Dies wurde zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht realisiert, so daß die Cluster lediglich ein Anhaltspunkt für vorhandene Hadronen sind.

Werden mindestens drei solcher Cluster gefunden, haben zusätzlich mehr als 50 Triggerdetektoren angesprochen und ist die Summe der deponierten Energie in der Triggerebene größer als  $1000 \text{ MeV}$  wird angenommen, daß sich das Zentrum des Luftschauers auf der Fläche des Zentraldetektors befindet. Um das Schauerzentrum zu lokalisieren wird zunächst ein rechteckiger Bereich von  $5 \times 8$  Detektoren über die gesamte Triggerfläche verschoben und jeweils die Energiesumme in diesem Sektor berechnet. Die Schrittweite beträgt aufgrund der Detektorgröße in x-Richtung jeweils einen Detektor, in y-Richtung jeweils zwei Detektoren. Hat man das Rechteck mit der größten Energie gefunden, wird in diesem der Energieschwerpunkt berechnet. Die Koordinaten des Energieschwerpunkts bestimmen das Zentrum des gemessenen Luftschauers. Probleme bei dieser Methode entstehen, wenn das Schauerzentrum am Rand des Zentraldetektors liegt. Die verwendete Sektormethode gibt dann zwar einen guten Anhaltspunkt, in welcher Richtung das Zentrum liegt, trotzdem wird der berechnete Wert bei der Schwerpunktbildung systematisch nach innen gezogen. Der Randbereich, bei dem solche Fehler auftreten, hat etwa die Breite von einem Meter.

### Bestimmung der Schauerrichtung

Eine gängige Methode in der Schaueranalyse ist die Bestimmung der Richtung eines Luftschauers durch Anpassung einer Ebene an die gemessenen Ankunftszeiten von Teilchen. Die Krümmung der Schauerscheibe wird dabei, insbesondere bei kleinen Detektorflächen, vernachlässigt. Die Flächennormale dieser Ebene gibt die Einfallrichtung des Schauers wider. In der Regel wird diese Methode mit den Ankunftszeiten der Teilchen der elektromagnetischen Schauerkomponente durchgeführt, womit man insbesondere sensitiv auf die Schauerfront ist.

Will man diese Methode mit Myonen durchführen, muß berücksichtigt werden, daß es Myonen gibt, die mehrere hundert Nanosekunden zur Schauerfront verzögert eintreffen. Diese dürfen bei der Ebenenberechnung nicht mit einbezogen werden, da sie die Lage der Ebene stark verfälschen würden. Zur Berechnung der Ebene wurden deshalb nur solche Zeiten berücksichtigt, die nicht mehr als  $50 \text{ ns}$  größer als der aus allen Zeiten bestimmte Median sind. Außerdem wird verlangt, daß mindestens 8 Detektoren angesprochen haben. Die Anpassung der Ebene erfolgt analytisch durch die Minimierung der Zeitabstände aller Detektoren zu der zu bestimmenden Ebene [Dobrigkeit 96]. Aus dem Normalenvektor der Ebene werden dann Zenit- und Azimutwinkel berechnet, womit die Richtung des Schauers festgelegt ist.

Mit der so bestimmten Ebene kann die Richtigkeit der in Abschnitt 4.3.2 dargestellten Bestimmung des Zeitoffsets der Detektoren zueinander überprüft werden, indem man für jeden Detektor den zeitlichen Abstand zur berechneten Ebene ermittelt und diese Werte über viele Ereignisse aufsummiert und den Mittelwert bestimmt. Die Ergebnisse der Richtungsbestimmung und Überprüfung des Zeitoffsets sind in den Abschnitten 7.2 und 7.3 dargestellt.

## Analyse der Ankunftszeitverteilungen

Die Analyse der Ankunftszeitverteilungen kann erst ab Iterationslevel 2 durchgeführt werden, da hierzu auf Ergebnisse von Myonkammern und Array zurückgegriffen werden muß. Sie wird in mehreren Schritten durchgeführt:

1. **Bestimmung des Zeitnullpunktes:** Da Ankunftszeitverteilungen nicht nur lokal, sondern auch in bezug auf die Ankunftszeit des Schauerzentrums bestimmt werden, muß eine korrekte Abstimmung der von der Triggerebene bestimmten und der globalen Ereigniszeit gewährleistet sein. Dazu wird das Julianische Datum des Arrays mit dem der Triggerebene verglichen. Die Werte dürfen maximal eine Sekunde voneinander abweichen. Bei einer größeren Abweichung wird dieses Ereignis nicht weiteranalysiert. Neben dem Julianischen Datum wird für jedes Ereignis eine sogenannte Mikrozeit abgespeichert, die durch einen  $5\text{ MHz}$ -Takt bestimmt wird und damit ein Zeitraster von  $200\text{ ns}$ -Schritten vorgibt. Die Triggerebene ihrerseits hat ein  $10\text{ MHz}$ -Zeitlabel abgespeichert, der den Triggerzeitpunkt in  $100\text{ ns}$ -Schritten wiedergibt.

Die Ankunftszeit des Schauerzentrums  $t_0$  wird vom Array durch eine Anpassung an die Zeiten der Arraydetektoren bestimmt. Hierbei werden die gemessenen Arrayzeiten in die berechnete Schauerebene transformiert und der Median der transformierten Zeiten berechnet. Dieser Wert bestimmt die Schauerankunftszeit. Sie wird in Nanosekunden bezüglich des  $5\text{ MHz}$ -Taktes angegeben. Addiert man hierzu die Mikrozeit und das Julianische Datum so erhält man die absolute Ankunftszeit des Schauerzentrums. Diese dient nun als Nullpunkt für die Ankunftszeitverteilungen, die bezüglich der Ankunft des Schauerzentrums bestimmt werden.

Bei Simulationsdaten wird als absoluter Nullpunkt die Ankunftszeit des Schauerzentrums bei  $t_0 = 500\text{ ns}$  festgelegt (vgl. Abschnitt 6.3).

2. **Transformation der Triggerzeiten in die Schauerebene:** Die von einem Detektor gemessene Ankunftszeit ist eine Relativzeit, die bezüglich des  $10\text{ MHz}$ -Zeitlabels, der den Triggerzeitpunkt festlegt, bestimmt wird. Um die Ankunftszeitverteilungen richtungsunabhängig analysieren zu können, müssen die Zeiten zunächst in die Schauerebene transformiert werden. Hierfür werden die vom Array bestimmten Werte für Zenit- und Azimutwinkel und Ort des Schauerzentrums benötigt. Außerdem muß der Höhenunterschied zwischen Array und Triggerebene berücksichtigt werden. Bei Simulationsdaten kann auf die von der Luftschauersimulation vorgegebenen Daten für Winkel und Ort des Zentrums zurückgegriffen werden, falls das Array nicht mitsimuliert wurde.

3. **Korrelation mit den Myonkammern:** Für die Analyse der Ankunftszeitverteilungen sollen nur Myonen mit Energien oberhalb  $2 \text{ GeV}$  verwendet werden. Zur Identifizierung dieser Myonen dienen die Vieldraht-Proportionalkammern (Myonkammern) unterhalb des Hadronkalorimeters. Mit Hilfe der Kammerdaten können Ort und Richtung von Myonen rekonstruiert werden. Ausgehend davon wird die Position des Myons in der Triggerebene berechnet und, falls sich im Umkreis von  $50 \text{ cm}$  um diese berechnete Position ein Triggerzähler mit einem Energiedeposit befindet, dieser dem Myon zugeordnet [Leibrock 96]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen mit dieser Anordnung ist in Kapitel 6.3.1 dargestellt.
4. **Bestimmung der Ankunftszeitverteilungen:** Wurden mindestens drei dieser korrelierten Myonen gefunden, werden die in Kapitel 2.2 dargestellten Größen zur Beschreibung von Ankunftszeitverteilungen berechnet. Dabei werden sowohl lokale Größen, bezüglich des ersten Myons im Trigger, als auch globale Größen bestimmt, d. h. bezüglich der Ankunftszeit des Schauerzentrums.

Liegen Simulationsdaten vor, werden zusätzlich die Schritte 2 und 4 für die reinen Schauerdaten — also ohne Berücksichtigung der Detektoreigenschaften — durchgeführt.

# Kapitel 6

## Die Simulation von Luftschauerereignissen

### 6.1 Simulation der Schauerentwicklung

Zur Simulation der Schauerentwicklung in der Atmosphäre wurde das Monte Carlo Programm CORSIKA(COsmic Ray SIMulation for KASCADE) [Capdevielle *et al.* 92] verwendet. Die für die Modellierung von Luftschauern implementierten Wechselwirkungsmodelle basieren so weit wie möglich auf Daten von Beschleunigerexperimenten. In den Energiebereichen oberhalb der in Beschleunigern erreichten Höchstenergien und bei der in Beschleunigerexperimenten nur schwer zugänglichen Vorwärtsrichtung der Wechselwirkung muß auf Extrapolationen zurückgegriffen werden. In CORSIKA sind starke und elektromagnetische Wechselwirkung des Primär- und aller Sekundärteilchen implementiert, sowie Teilchenzerfälle und die Bewegung der Teilchen durch die Atmosphäre, inklusive Energieverlust, Vielfachstreuung und Einfluß des Erdmagnetfeldes. Die Atmosphäre wurde nach der US-Standardatmosphäre aufgebaut und setzt sich aus 78.5 % Stickstoff, 21.0 % Sauerstoff und 0.5 % Argon zusammen. Der Startpunkt der Simulation liegt am definierten Rand der Atmosphäre in 112.8 km Höhe.

Die elektromagnetische Wechselwirkung kann durch den EGS4-Code [Nelson *et al.* 85] beschrieben werden. Er beinhaltet alle relevanten Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung, hat aber aufgrund dessen einen sehr hohen Bedarf an Rechenzeit. Um die Rechenzeit zu reduzieren, besteht die Möglichkeit, statt dessen eine analytische Berechnung der elektromagnetischen Komponente nach der NKG-Formel [Greisen 60] anzuwählen.

Für die hadronische Wechselwirkung stehen mehrere Modelle zur Verfügung. Standard-einstellung in CORSIKA sind das Isobaren- und Feuerballmodell [Grieder 79] für Energien  $E_{cms} < 10 \text{ GeV}$  und das HDPM-Modell [Capdevielle 89] für Wechselwirkungen mit  $E_{cms} > 10 \text{ GeV}$ , die beide gut die an Beschleunigern gemessenen Wechselwirkungen von Protonen beschreiben. Optional kann anstelle des Isobaren-Modells der detailliertere GHEISHA-Code [Fesefeldt 85] verwendet werden. Dieser bestimmt elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte von Hadronen mit Laborenergien bis zu 80 GeV in Luft. Für Energien  $E_{cms} > 10 \text{ GeV}$  kann statt dem HDPM-Modell zwischen vier anderen ausgewählt werden [Knapp *et al.* 96]. Eine der Möglichkeiten ist das Programm VENUS [Werner 93], welches ultrarelativistische Schwerionenstöße durch die Erzeugung, Wechsel-

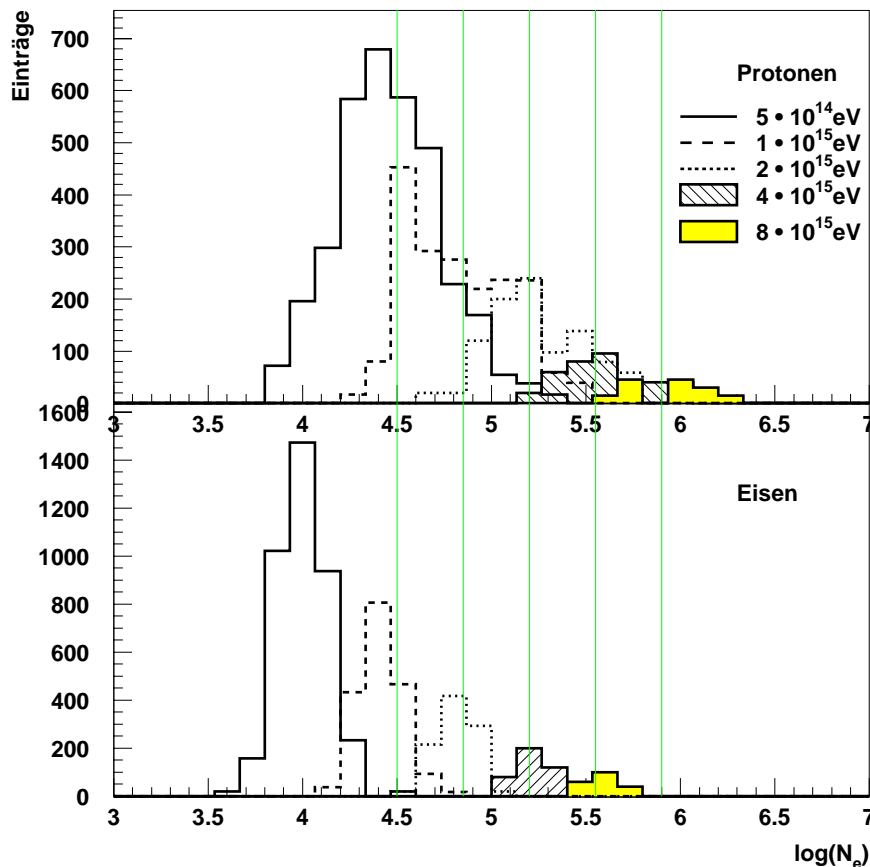


Abbildung 6.1: Schauergröße für verschiedene Primärenergien

wirkung und Fragmentation von Farbstrings beschreibt.

Alle Teilchen oberhalb einer frei wählbaren Energieschwelle werden auf dem gewählten Beobachtungsniveau mit ihrer gesamten Kinematik abgespeichert, ebenso wie sämtliche gewählten Einstellungen zur Simulation und alle Parameter des Primärteilchens.

Die für diese Arbeit durchgeführten Simulationen basieren auf der CORSIKA-Version 4.60. Die hadronische Wechselwirkung wurde mit GHEISHA und VENUS berechnet, die elektromagnetische mit EGS4. Eine Analyse der Daten hinsichtlich der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung macht es notwendig, Schauer mit unterschiedlichen primären Massen zu generieren. In der Literatur werden die Massen häufig in 5 Gruppen eingeteilt. Die zwei leichten Gruppen Protonen und Helium, die mittelschwere Gruppe, auch als CNO-Gruppe bezeichnet, die Gruppe der schweren Elemente, in die die Elemente Neon bis Schwefel gehören, und die Gruppe der sehr schweren Elemente ab einer Ladungszahl von 17, mit Eisen als häufigstem Element. In dieser Arbeit wurden zunächst nur Schauer mit Protonen und Eisen als Primärteilchen analysiert, später wurden Sauerstoffschauer hinzugefügt (siehe Tabelle 6.1). Die Schauer für die Analyse wurden mit einem festen Zenitwinkel von  $22^\circ$  und einer gleichverteilten Azimutwinkelverteilung simuliert, da aufgrund des Raumwinkels die meisten Schauer aus diesem Zenitwinkelbereich kommen. Die Energie der Schauer wurde in 5 diskreten Schritten zwischen  $5 \cdot 10^{14} \text{ eV}$  und

E [eV]	p	O	Fe
$5 \cdot 10^{14}$	3738	11400	4000
$1 \cdot 10^{15}$	1940	4960	1875
$2 \cdot 10^{15}$	975	2100	985
$4 \cdot 10^{15}$	376	900	400
$8 \cdot 10^{15}$	150	361	200

$\log(N_e)$	p	O	Fe
4.50 – 4.85	1318	1447	604
4.85 – 5.20	511	736	417
5.20 – 5.55	285	314	198
5.55 – 5.90	176	126	120

Tabelle 6.1: **Anzahl der simulierten Schauer** in Abhängigkeit der Energie (linke Tabelle) und  $\log(N_e)$  (rechts). Der Zenitwinkel ist fest zu  $22^\circ$  gewählt, der Azimutwinkel ist gleichverteilt zwischen 0 und  $360^\circ$ .

$8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  gewählt (siehe Tabelle 6.1), da für diesen weiten Energiebereich aufgrund der hohen Rechenzeit ein kontinuierliches Spektrum nicht realisierbar ist, wenn man auch bei hohen Energien eine zur Analyse der Ankunftszeitverteilungen ausreichende Anzahl von Ereignissen zur Verfügung haben will.

Die Simulationen sollten möglichst experimentnah sein. Da im Experiment die Energie des Primärteilchens aber nicht bekannt ist, jedoch die Elektronenanzahl  $N_e$  bestimmt werden kann, die mit der Energie des Primärteilchens korreliert ist, wird für die Analyse der Schauer eine Einteilung in vier äquidistante  $\log(N_e)$ -Bereiche vorgenommen. In Abbildung 6.1 ist die Elektronenanzahl der simulierten Schauer, exemplarisch für Protonen und Eisen dargestellt. Die senkrechten Linien markieren die Grenzen der gewählten  $\log(N_e)$ -Bereiche. Man erkennt hier gut, daß die Beziehung zwischen Primärenergie und  $N_e$  von der Art des Primärteilchens abhängig ist. Wie erwartet, ist bei Protonen die Elektronenanzahl auf KASCADE-Beobachtungsniveau größer, als bei Eisen gleicher Energie. Aufgrund der größeren Fluktuationen in Protonschauern ist auch die Verteilung von  $N_e$  für eine bestimmte Energie wesentlich breiter als bei Eisenschauern.

Bei der Zuordnung der Luftschauder diskreter Energie in  $\log(N_e)$ -Bereiche wurde das Energiespektrum mitberücksichtigt. Bei Energien bis  $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  wurde der spektrale Index zu 2.7 gewählt, darüber zu 3.0.

Frühere Analysen haben gezeigt, daß Unterschiede verschiedener Primärteilchen in den Ankunftszeitverteilungen mit zunehmendem Abstand von der Schauerachse deutlicher werden [Rebel *et al.* 95]. Aufgrund der Ausdehnung und der Detektoranordnung des KASCADE-Experimentes könnten Abstände bis zu max. 140 m (Schauerzentrum fällt in eine Ecke des Arrays) berücksichtigt werden. Bei diesen Abständen ist die Lokalisation des Schauerzentrums und die Bestimmung von Anzahl und Lateralverteilung der Elektronen und Myonen durch das Array begrenzt. Eine hinreichend gute Bestimmung dieser Größen ist bis zu einem Abstand von 100 m gegeben. Für die in dieser Arbeit ausgeführten Analysen wurde deshalb der Abstand der Triggerebene zum Schauerzentrum zu  $(90 \pm 2) \text{ m}$  gewählt. Da jeweils ein nur  $20 \times 16 \text{ m}^2$  großer Ausschnitt aus dem dadurch entstehenden Kreisring ausgewählt wird, kann jeder Schauer durch Änderung der ausgewählten Position mehrfach verwendet werden. In den hier dargestellten Analysen wurden 20 auf dem Kreisring gleichmäßig verteilte Positionen betrachtet.



## 6.2 Auswertung der Simulations-Ergebnisse

### 6.2.1 Anzahl der Myonen in der Triggerebene

Zunächst wurde die Anzahl der in der Triggerebene nachweisbaren Myonen mit einer Energieschwelle von  $2\text{ GeV}$  untersucht. In Abbildung 6.2 ist der Logarithmus der mittleren auf den Zentraldetektor treffenden Myonanzahl  $\log(N_\mu^{\text{trig}})$  aufgetragen, und zwar im linken Bild in Abhängigkeit der gewählten  $\log(N_e)$ -Bereiche und im rechten Bild in Abhängigkeit der Primärenergie der simulierten Schauer. Die angegebenen Fehler in y-Richtung entsprechen den Standardabweichungen der Verteilungen. Man erkennt gut, daß sowohl ein linearer Zusammenhang zwischen  $\log(N_\mu^{\text{trig}})$  und der Primärenergie, als auch zwischen  $\log(N_\mu^{\text{trig}})$  und  $\log(N_e)$  besteht. Dabei ist die Steigung der Ausgleichsgeraden bei proton- und eiseninduzierten Schauern nahezu identisch. Der erste Meßpunkt bei protoninduzierten Schauern im linken Bild weicht aufgrund von Schwelleneffekten bei der Analyse – gefordert wurden mindestens 3 Myonen in der Triggerebene – von der Ausgleichsgerade ab.

Bei einer Einteilung in  $\log(N_e)$ -Bereiche lassen sich in eiseninduzierten Schauern deutlich mehr Myonen nachweisen als in protoninduzierten, was hauptsächlich daran liegt, daß im gleichen  $\log(N_e)$ -Bereich die Primärenergie von Eisenschauern höher ist als die von Protonschauern. Da die Meßpunkte deutlich voneinander getrennt sind, ist die Myonanzahl ein guter zusätzlicher Parameter zur Trennung von Proton- und Eisenschauern.

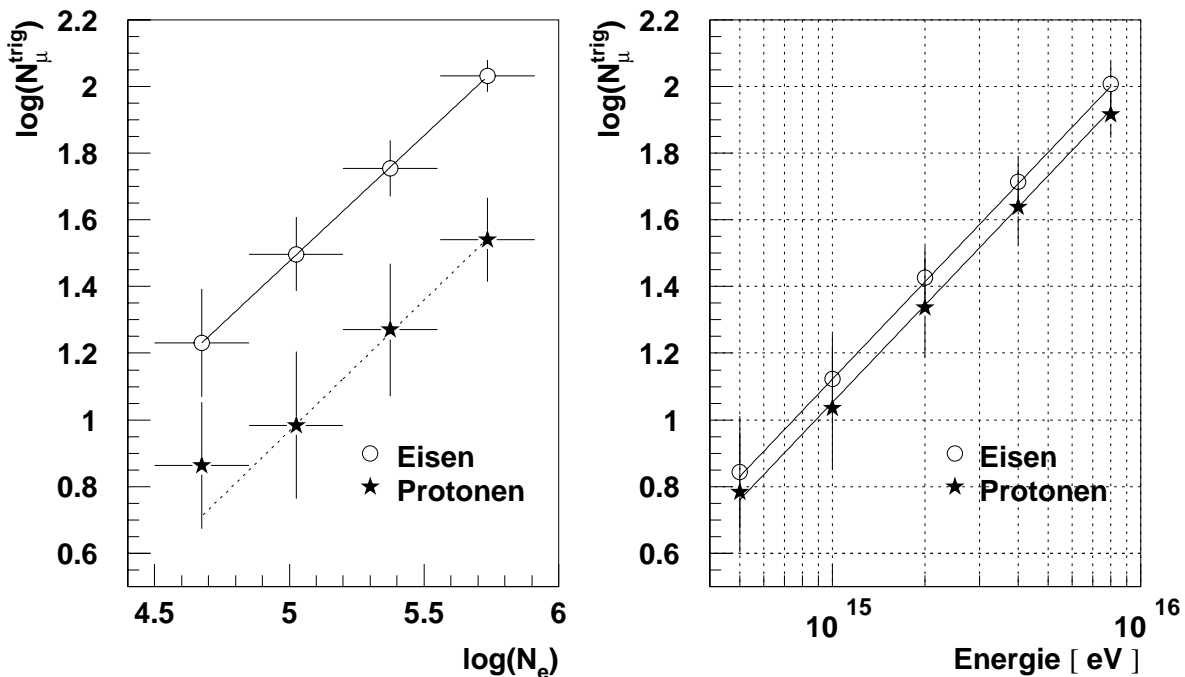


Abbildung 6.2: **Anzahl von Myonen in der Triggerebene** mit einer Energieschwelle von  $2\text{ GeV}$  im Abstand von  $(90 \pm 2)\text{ m}$  zum Schauerzentrum. Linkes Bild:  $N_\mu^{\text{trig}}$  in Abhängigkeit der Schauergröße  $\log(N_e)$ , rechtes Bild:  $N_\mu^{\text{trig}}$  in Abhängigkeit der Energie des Primärteilchens. Die eingezeichneten Werte entsprechen den Mittelwerten der Verteilungen, die Fehler entsprechen in y-Richtung den Standardabweichungen der Verteilungen, in x-Richtung der Größe des Bereichs.

Vergleicht man Schauer gleicher Energie (rechtes Bild) ist die Myonanzahl bei Eisenschauern nur noch geringfügig größer als bei Protonen. Da sich die Verteilungen kaum unterscheiden, ist eine grobe Abschätzung der Energie des Primärteilchens, ohne Kenntnis der primären Masse anhand der in der Triggerebene nachgewiesenen Myonen möglich. Die Ausgleichsgeraden haben die Form:

$$\log N_{\mu}^{trig}(fe) = 0.76 \cdot \log N_e(fe) - 2.30 \quad (6.1)$$

$$\log N_{\mu}^{trig}(pr) = 0.78 \cdot \log N_e(pr) - 2.96 \quad (6.2)$$

$$\log N_{\mu}^{trig}(fe) = 0.97 \cdot E_{prim}(fe) - 13.52 \quad (6.3)$$

$$\log N_{\mu}^{trig}(pr) = 0.97 \cdot E_{prim}(pr) - 13.45 \quad (6.4)$$

## 6.2.2 Ankunftszeitverteilungen von Myonen

Als Parameter für die Untersuchung von Ankunftszeitverteilungen wurden alle in Kapitel 2.2 dargestellten Größen untersucht. Als besonders geeignet haben sich dabei die vier hier vorgestellten Parameter gezeigt. Die beste Trennung zwischen Proton- und Eisenschauern erhält man, wenn man die Ankunftszeit des ersten Myons in der Triggerebene bzgl. der Ankunftszeit des Schauerzentrums  $\Delta\tau_{\mu}^1$  analysiert. Dies ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Aufgetragen ist hier die Häufigkeitsverteilung aller simulierter Proton- und Eisenschauer in den vier analysierten  $\log(N_e)$ -Bereichen. Grau ist die Verteilung der eiseninduzierten Schauer, schwarz die der protoninduzierten dargestellt. Die Ordinate ist in willkürlichen Einheiten gewählt, beide Verteilungen wurden auf die Gesamtanzahl der Einträge normiert. Aufgrund der wesentlich größeren Fluktuationen in der Schauerentwicklung ist, wie erwartet, die Verteilung von  $\Delta\tau_{\mu}^1$  bei Protonen wesentlich breiter als bei Eisen. Außerdem ist  $\Delta\tau_{\mu}^1$  bei Eisenschauern im Mittel kleiner als bei Protonenschauer, was darauf zurückzuführen ist, daß die Myonen bei eiseninduzierten Schauern höher in der Atmosphäre erzeugt werden und dadurch die gesamte zurückgelegte Strecke bis zum Detektor relativ zur Schauerachse kürzer ist, als wenn sie weiter unten in der Atmosphäre erzeugt werden (vgl. Kapitel 2.2, Bild 2.2). Man erkennt aber, daß die gemessenen Zeiten innerhalb eines Intervalls von 0 bis 6 Nanosekunden liegen, so daß eine gute Zeitauflösung der beteiligten Detektoren notwendig ist.

Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 6.4 die Verteilung des Medians der Ankunftszeiten bzgl. des Schauerzentrums  $t_{0.5}$ . Wie bei  $\Delta\tau_{\mu}^1$  ist aufgrund gleicher Ursache die Verteilung der Protonen wesentlich breiter und verzögerter als bei Eisen. Allerdings ist die Überlappung beider Verteilungen größer als bei  $\Delta\tau_{\mu}^1$ . Dies liegt daran, daß bei der Bildung des Medians Myonen mitberücksichtigt werden, die aus späteren Generationen der Schauerentwicklung stammen und damit nicht so sensitiv auf das Primärteilchen sind, wie Myonen aus den Frühstadien der Schauerentwicklung.

Untersucht man statt des Medians das 1. Quartil der Ankunftszeitverteilung bzgl. des Schauerzentrums  $t_{0.25}$ , hat man den Vorteil, daß man sensitiver auf Myonen aus größerer Höhe wird, ohne dabei die statistischen Fluktuationen wesentlich zu erhöhen. In Abbildung 6.5 sind die Häufigkeitsverteilungen von  $t_{0.25}$  dargestellt. Auch hier sind deutlich die Unterschiede in Lage des Maximums und Breite der Verteilung zu erkennen. Man beachte,

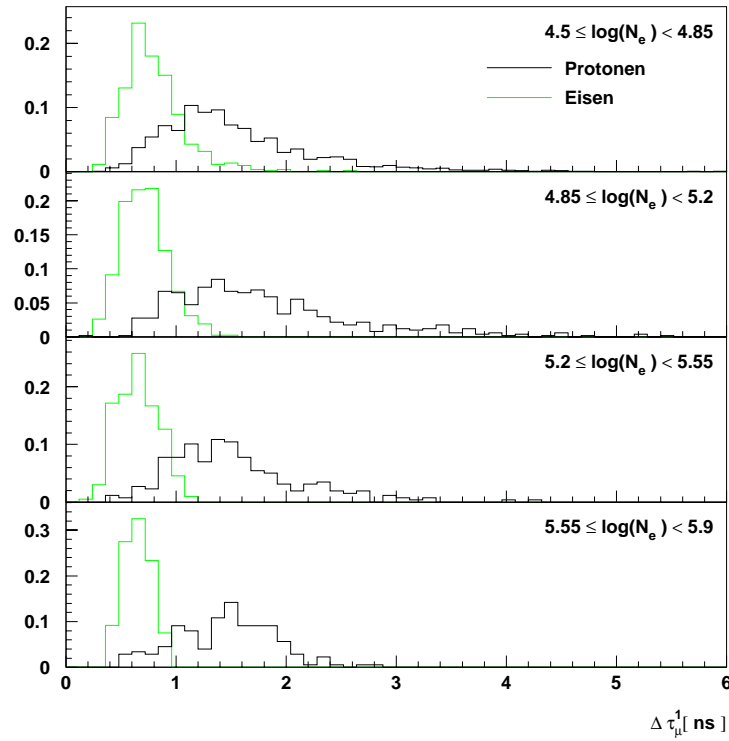


Abbildung 6.3: Ankunftszeit des 1. Myons im Detektor bzgl. Schauerzentrum

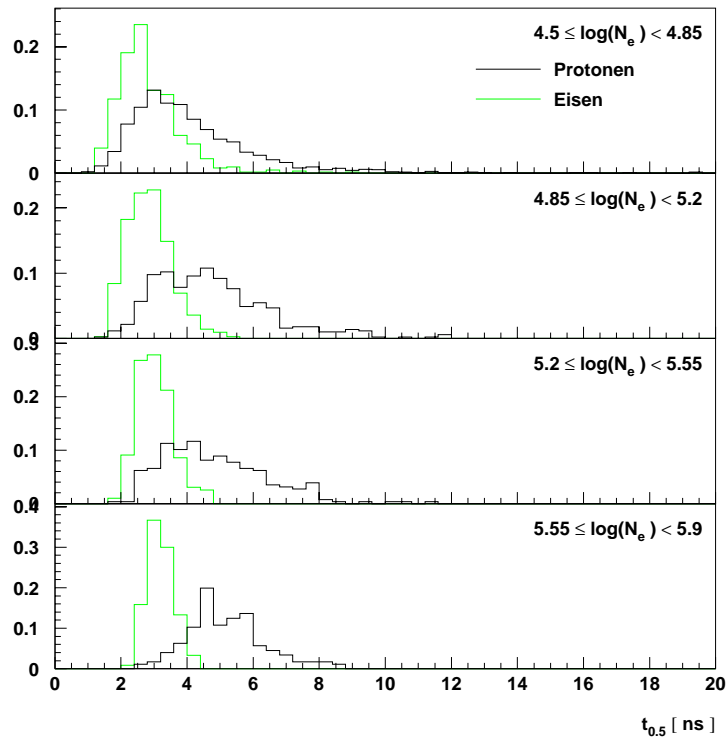


Abbildung 6.4: Median der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

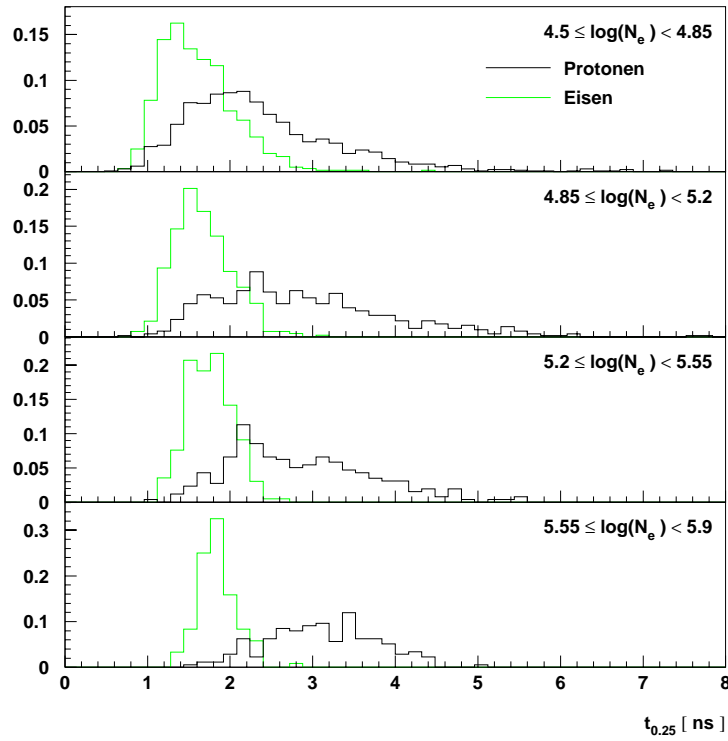


Abbildung 6.5: 1. Quartil der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

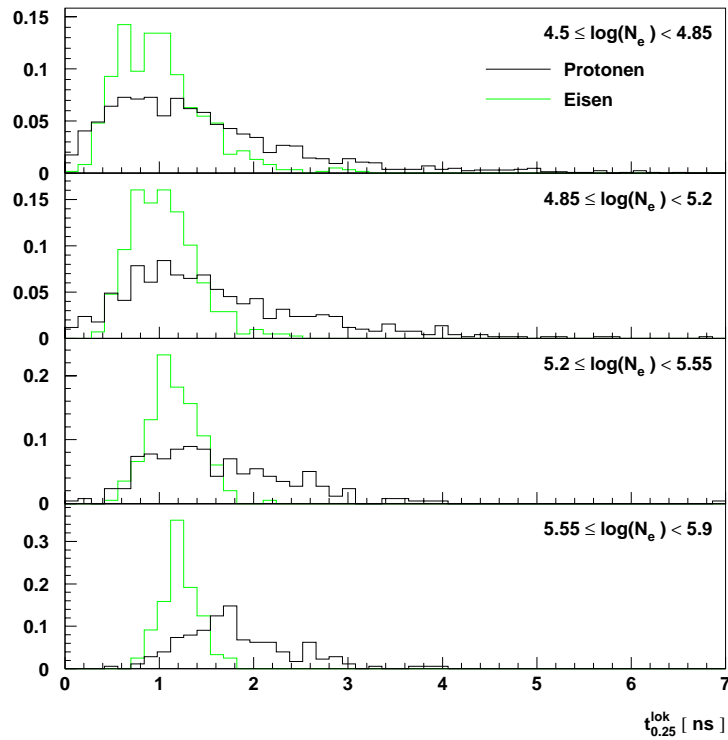


Abbildung 6.6: Lokales 1. Quartil der Ankunftszeiten

daß bei  $N_\mu^{trig} = 3$  die Werte von  $t_{0.25}$  und  $\Delta\tau_\mu^1$  identisch sind. Im Vergleich dazu ist das lokale 1. Quartil  $t_{0.25}^{lok}$  in Abbildung 6.6 dargestellt, d. h. das 1. Quartil der Ankunftszeiten in bezüglich des ersten im Triggerdetektor nachgewiesenen Myons. Obwohl hier die Breite der Verteilungen deutlich unterschiedlich ist, verschlechtert sich die Trennung, da die Lage des Maximums bei den drei kleineren  $\log(N_e)$ -Bereichen nahezu identisch ist, und sich erst im obersten Bereich bei den Protonen etwas zu größeren Zeiten hin verschiebt. Bedenkt man, daß durch die Zeitauflösung und die Fluktuationen in der Bestimmung des ersten Myons im Detektor beide Verteilungen zusätzlich verschmiert werden, verschlechtert sich die Trennqualität noch weiter. Weiterhin muß man berücksichtigen, daß der Fluß der Eisenschauer aufgrund der höheren Energien im entsprechenden  $\log(N_e)$ -Bereich etwa um den Faktor 7 geringer ist als der der Protonschauer. Dies wurde in den hier gezeigten Bildern nicht berücksichtigt.

Die Auswertung der CORSIKA-Schauerdaten haben gezeigt, daß die Ankunftszeit des ersten Myons im Triggerdetektor bzgl. Schauerzentrum, der Median und das 1. Quartil bzgl. des Schauerzentrums als zusätzlicher Parameter zur Massentrennung des Primärteilchens geeignet erscheinen. Bei Größen, die sich auf die Ankunftszeit des 1. Teilchens im Triggerdetektor beziehen, ist die Separation weniger deutlich. Die Häufigkeitsverteilung weiterer Ankunftszeitparameter sind in Anhang C.1 dargestellt.

## 6.3 Detektorsimulation

Die dargestellten CORSIKA-Ergebnisse beinhalten bisher noch nicht die Meßungenauigkeiten, die man durch den Detektor erhält. Um diese zu berücksichtigen, wurde der Simulation der Schauerentwicklung eine detaillierte Detektorsimulation angeschlossen. Dies ist notwendig, damit die gemessenen realen Daten mit der Simulation verglichen werden können.

Die Detektorsimulation erfolgt mit dem Programm CRES (**C**osmic **R**ay **E**vent **S**imulation) das speziell für KASCADE entwickelt wurde. Es beruht auf dem CERN-GEANT3 Programmpaket [GEANT 93] und beinhaltet alle Detektorkomponenten des Experimentes. Der geometrische Aufbau in CRES kann in fünf Teilbereiche aufgeteilt werden, die benutzerspezifisch bei der Simulation berücksichtigt oder vernachlässigt werden können. Dies sind: das Array, das Hadronkalorimeter inklusive Triggerebene, die Vieldraht-Proportionalkammern, das Top-Cluster und der Myontunnel.

Die Ergebnisse der Simulation werden von jeder Detektorkomponente so aufbereitet und abgespeichert, daß sie realen Daten gleichen. Damit können sie mit dem selben Rekonstruktions- und Analyseprogramm analysiert werden. Die Triggerebene wurde dabei wie folgt in CRES implementiert:

Zunächst wurden 228 mit Luft gefüllte Aluminiumboxen konstruiert, die in 19 Reihen zu 12 Boxen angeordnet wurden. Ausmaße und Positionen der Boxen entsprechen dabei denen der realen Detektoren. In diesen Boxen wurden jeweils 4 Szintillatorplatten (NE 110) gemäß realen Abmessungen positioniert (vgl. Abbildungen in Abschnitt 4.1). Jeweils zwei der Szintillatorplatten in einer Box bilden nun einen Triggerdetektor.

Deponieren den Szintillator durchdringende Teilchen Energie, so werden diese Energiedepositionen pro Triggerdetektor aufsummiert. Außerdem wird bei jedem Detektor die Zeit

des ersten ihn durchlaufenden Teilchens zwischengespeichert. Nullpunkt der Zeitmessung ist bei CRES die erste Wechselwirkung des Primärteilchens in der Atmosphäre. Die Zeit seit der ersten Wechselwirkung bis zum Beobachtungsniveau wird in CORSIKA berechnet. Da diese Zeiten sehr groß sind, wird von ihnen die Zeit abgezogen, die Licht von der ersten Wechselwirkung bis zum Beobachtungsniveau benötigt und, um bei schrägen Schauern Zeiten kleiner Null zu vermeiden, werden hierauf nochmals 1000 ns aufaddiert. Dazu wird die Zeit addiert, die das Teilchen vom Startpunkt der CRES-Simulation bis zur Triggerebene benötigt. Um die Zeitauflösung des Triggerzählers zu berücksichtigen, werden diese Zeiten dann mit einer Gaußverteilung mit 1.8 ns Breite verschmiert.

Im letzten Schritt werden die deponierten Energien – sofern sie über der Myonschwelle ( $0.3 \cdot 6.44 \text{ MeV}$ ) liegen – in ADC-Kanäle umgerechnet. Hierbei liegt eine real erstellte Kalibration zugrunde, die bei der späteren Analyse wiederum zur Rückrechnung in Energie verwendet wird. Um die Zeiten dieser Detektoren in einen für die Triggerebene realen Bereich zu verschieben, müssen zunächst 500 ns abgezogen werden. Diese Werte werden nun wie reale Daten abgespeichert (vgl. Abschnitt 4.3.2).

CRES kann in verschiedenen Modi betrieben werden, die drei wichtigsten sind:

1. CORSIKA-Schauer Analyse mit festem Schauerzentrum: der Ort des Schauerzentrums im KASCADE-Array kann vom Benutzer fest vorgegeben werden.
2. CORSIKA-Schauer Analyse mit variablem Schauerzentrum: der Ort des Schauerzentrums kann in einem Rechteck wählbarer Größe um einen benutzerdefinierten Punkt variiert werden. Jeder Schauer kann hierbei mehrfach zur Detektorsimulation verwendet werden.
3. Einzel-Teilchen Analyse: hier werden einzelne Teilchen von CRES selbst generiert. Art, Energie, Startpunkt und Richtung des Teilchens können vom Benutzer eingestellt werden.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurde im wesentlichen die bei Punkt 1) dargestellte Methode zur Detektorsimulation verwendet. Die CORSIKA-Schauer wurden dabei in jeweils 20 Durchläufen mit festen, auf einem Kreisring von  $90 \pm 2 \text{ m}$  Radius verteilten Positionen des Schauerzentrums gerechnet (vgl. Abschnitt 6.1). Bei den Simulationen wurden nur die Triggerebene im Hadronkalorimeter und die Myonkammern berücksichtigt. Das Top-Cluster und der bis dato noch nicht existente Myontunnel wurden nicht mitsimuliert, da sie zur Analyse nicht verwendet werden. Das Array wurde ebenfalls nicht mitsimuliert, um die bei EGS4-Schauern sehr hohe Rechenzeit zu reduzieren. Bei allen vom Array rekonstruierbaren Größen wie Ort, Richtung und Elektronenanzahl des Schauers wurde bei der nachfolgenden Analyse auf CORSIKA-Daten zurückgegriffen. Dies bedeutet, daß die Unsicherheiten durch das Array später gesondert berücksichtigt werden müssen, was durch Verbreiterung der CORSIKA-Größen mit Gaußverteilungen realisiert wird. Für das Array gelten folgende Unsicherheiten: Bestimmung des Schauerzentrums  $\pm 2.5 \text{ m}$ , Richtung des Schauers  $\pm 0.3^\circ$  und Bestimmung der Schauergröße  $\pm 8\%$  [KASCADE-Collaboration 97].

### 6.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen und die Schwellen von Triggerebene und Myonkammern zu bestimmen, wurden zunächst CRES-Simulationen im Einzel-Teilchen-Modus durchgeführt. Dabei wurden einzelne Myonen mit verschiedenen diskreten Energien gerechnet. Die Zenitwinkelverteilung der Myonen sollte möglichst realitätsnah gewählt werden. Für kosmische Myonen wird die Zenitwinkelabhängigkeit der Intensität des Myonflusses in der Literatur beschrieben durch [Crookes & Rastin 72]

$$I(\theta) = I(\theta = 0) \cdot \cos^n \theta \quad (6.5)$$

wobei die Intensität  $I$  gegeben ist durch die Zählrate  $N$  pro Flächeneinheit  $A$ , Zeiteinheit  $t$  und Raumwinkelement  $\Omega$ :

$$I = \frac{dN}{dA dt d\Omega} \quad (6.6)$$

Der Exponent  $n$  des Cosinus wird im allgemeinen als von der Energie der Myonen abhängig angenommen. Diese Abhängigkeit ist bei Myonen bis  $50 \text{ GeV}$  aber vernachlässigbar. Der Exponent liegt bei  $n = 2$  [Wentz 95]. Dies bezieht sich aber auf rekonstruierte Einzelmyonen, nicht auf Myonen in Luftschauern. Da aber gerade für Luftschauer die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Myonen von Interesse sind, sollte diese Zenitwinkelverteilung für Simulationen benutzt werden. Zusätzlich muß bei der Messung noch das Raumwinkelement  $d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta d\phi$  und das horizontale Flächenelement  $\cos \theta \cdot dA$  berücksichtigt werden, so daß man eine Verteilung der Form

$$I(\theta) = I(0) \cdot \sin \theta \cdot \cos^{n+1} \theta \quad (6.7)$$

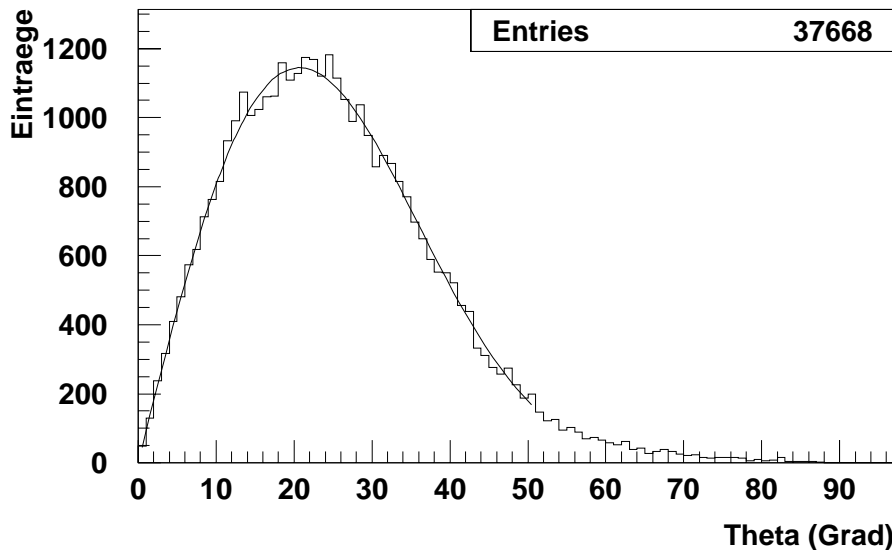


Abbildung 6.7: **Experimentelle Zenitwinkelverteilung** von insgesamt 37668 Schauern. An die Verteilung wurde im Bereich von  $0^\circ$  bis  $45^\circ$  eine Funktion der Form  $f(\theta) = c \cdot \sin \theta \cdot \cos^7 \theta$  angepaßt.

erwartet. In Abbildung 6.7 ist die Zenitwinkelverteilung von insgesamt 37668 rekonstruierten Luftschauern dargestellt. Die Zenitwinkel wurden vom KASCADE-Array bestimmt. Im Bereich von  $0^\circ$  bis  $45^\circ$  wurde eine Verteilung der Form  $f(x) = c \cdot \sin \theta \cdot \cos^7 \theta$  angepaßt. Man erkennt, daß die Funktion die Zenitwinkelverteilung sehr gut beschreibt.

Aufgrund dieser Anpassung wurde die Zenitwinkelverteilung für die Simulation von Myonen mit CRES durch die Funktion 6.7 mit  $n = 6$  bis maximal  $45^\circ$  beschrieben. Für größere Zenitwinkel wird die Wahrscheinlichkeit, ein von der Triggerebene erkanntes Myon in den Myonkammern nachzuweisen, zu gering. Für den Azimutwinkel wurde eine isotrope Verteilung angenommen. Diese Annahme wird durch die Rekonstruktion des Azimutwinkels der gemessenen Daten bestätigt. In Abbildung 6.8 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Myonen mit der Triggerebene (Quadrate), den Myonkammern (Dreiecke) und durch die Myonrekonstruktion mit beiden Detektoren (Kreise) in Abhängigkeit der Myonenergie dargestellt. Die berechneten Werte sind in den Tabellen 6.2 explizit aufgeführt. Die Auftrefforte der Myonen wurden dabei gleichverteilt auf der gesamten Kalorimeterfläche gewürfelt.

Die Energieschwelle der Triggerebene liegt bei  $400 \text{ MeV}$ , ab einer Energie von  $1.0 \text{ GeV}$  ist ein maximaler Wert der Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit der Triggerebene erreicht, der alleine durch die Geometrie und effektive Flächenbelegung bestimmt wird. Die Energieschwelle der Myonkammern liegt bei  $2 \text{ GeV}$ . Ab  $4 \text{ GeV}$  wird ein maximaler Wert von ca. 34 % erreicht. Dieser deckt sich gut mit der effektiven Flächenbelegung von 41 %, wenn

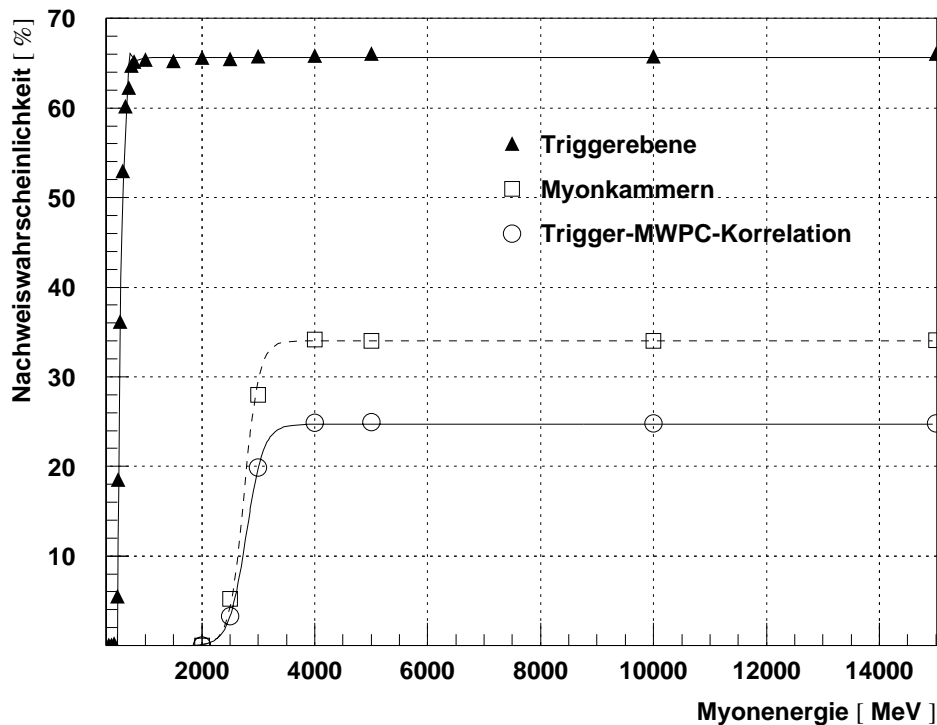


Abbildung 6.8: Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen



E[GeV]	Simul.	TR [%]
0.30	20000	0
0.40	20000	0.05
0.45	20000	0.23
0.50	20000	5.54
0.52	20000	18.55
0.55	20000	36.19
0.60	20000	52.99
0.65	20000	60.17
0.70	5000	62.28
0.75	20000	64.76
0.80	20000	65.16
1.00	60000	65.41
1.50	75000	65.24
2.00	75000	65.66

E[GeV]	Simu.	TR [%]	MC [%]	TR+MC [%]
2.00	75000	65.66	0	0
2.50	13682	65.49	5.23	2.29
3.00	21163	65.77	27.97	19.89
4.00	20210	65.85	34.19	24.85
5.00	18291	66.05	33.95	24.93
10.00	40000	65.75	34.02	24.82
15.00	40000	66.06	34.08	24.78

Tabelle 6.2: **Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit in der Triggerebene (TR), den Myonkammern (MC) und bei der Trigger-MWPC-Korrelation** in Abhängigkeit der Myonenergie. Linke Tabelle:  $E < 2 \text{ GeV}$ , nur Triggerebene; rechte Tabelle:  $E \geq 2 \text{ GeV}$

man berücksichtigt, daß die Akzeptanz der Detektoranordnung bei Myon-Zenitwinkeln ab ca.  $24^\circ$  deutlich abnimmt.

Als Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit der Trigger-MWPC-Korrelation wird hier der Anteil der Myonen bezeichnet, die sowohl von Triggerebene als auch in den Myonkammern nachgewiesen werden. Man sieht, daß dieser Wert aufgrund der höheren Energieschwelle und der kleineren effektiven Fläche der Myonkammern stark mit deren Ansprechverhalten korreliert ist. Ebenso wie bei der reinen MWPC-Nachweiswahrscheinlichkeit liegt hier die Energieschwelle bei  $2 \text{ GeV}$ , der maximale Wert wird ebenfalls ab  $4 \text{ GeV}$  erreicht. Ab  $4 \text{ GeV}$  werden also ca. 24.8 % aller den Zentraldetektor treffenden Myonen in den Myonkammern rekonstruiert, so daß für diese Teilchen eine Bestimmung von Ort, Richtung und Ankunftszeit möglich ist.

Bestimmt man die Myon-Nachweiswahrscheinlichkeiten nicht mit Hilfe einzelner Teilchen, sondern mit simulierten Schauern, erhält man die in Abbildung 6.9 dargestellten Ergebnisse.

Hier wurden alle simulierten Schauer im Energiebereich von  $5 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  aufsummiert. Der Zenitwinkel aller Schauer beträgt  $22^\circ$ , die Azimutwinkel sind gleichverteilt. In Bild a) wurde die Anzahl der allein von der Triggerebene rekonstruierten Myonen über der Anzahl der tatsächlich das Dach des Zentraldetektors treffenden Myonen ( $E_\mu \geq 2 \text{ GeV}$ ) dargestellt. In diesem Fall wird jede Energiedeposition kleiner als  $320 \text{ MeV}$  als Myon interpretiert. Die an die Meßpunkte angepaßte Ausgleichsgerade hat die Steigung 0.6. Dies bedeutet, daß die Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit der Triggerebene 60 % beträgt. Daß dieser Wert um 5 % geringer ist als bei der Einzelteilchen-Simulation liegt daran, daß hier der Zenitwinkel konstant  $22^\circ$  beträgt, so daß die Wahrscheinlichkeit besteht, daß Teilchen, die das Dach des Zentraldetektors treffen, sich auf Höhe der Triggerebene be-

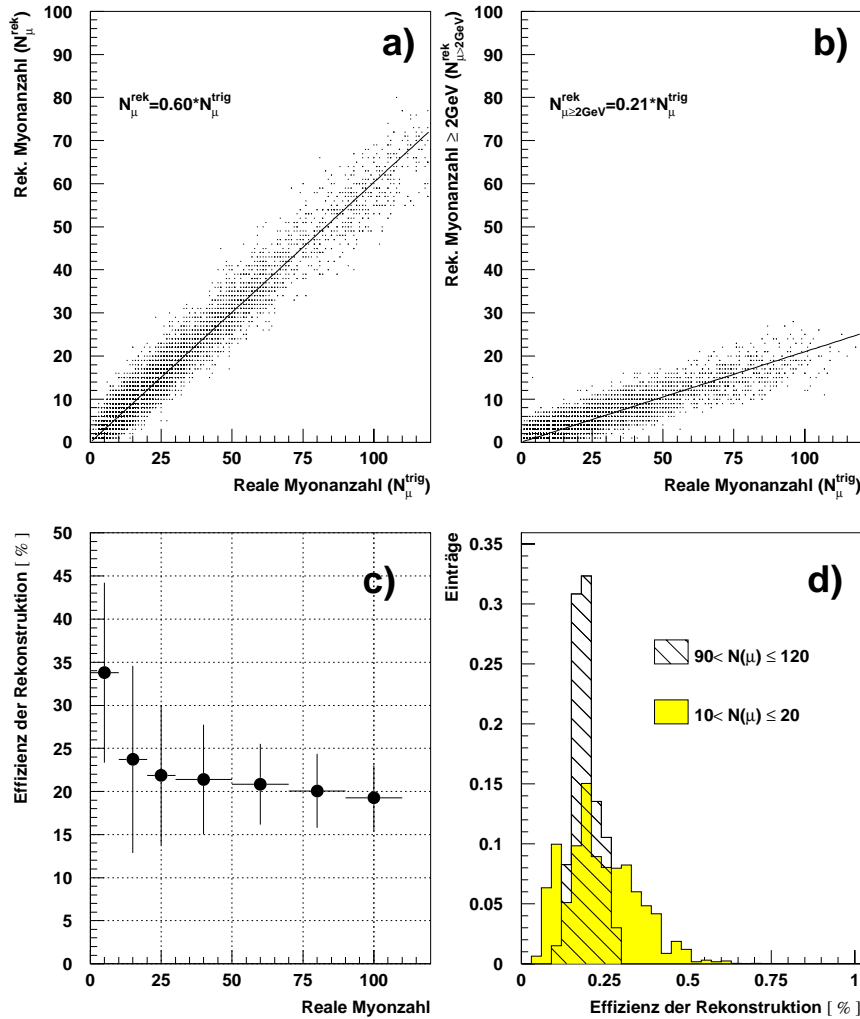


Abbildung 6.9: **Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen bei simulierten Schauern.** Bild a) zeigt die Anzahl der mit der Triggerebene rekonstruierten Myonen über der Anzahl der tatsächlich das Dach des Zentraldetektors treffenden Myonen. In Bild b) ist die Zahl der mit MWPC und Triggerebenen rekonstruierten Myonen mit einer Energie  $\geq 2 \text{ GeV}$  über der Anzahl der tatsächlichen Myonen dargestellt. Bild c) zeigt die Abhängigkeit der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit und deren Ungenauigkeit in Abhängigkeit der tatsächlichen Myonanzahl. Die eingezeichneten Balken entsprechen der Standardabweichung der Verteilungen. Exemplarisch hierfür wurde die Häufigkeitsverteilung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für die Bereiche 10–20 Myonen und 90–120 Myonen in Abbildung d) dargestellt.

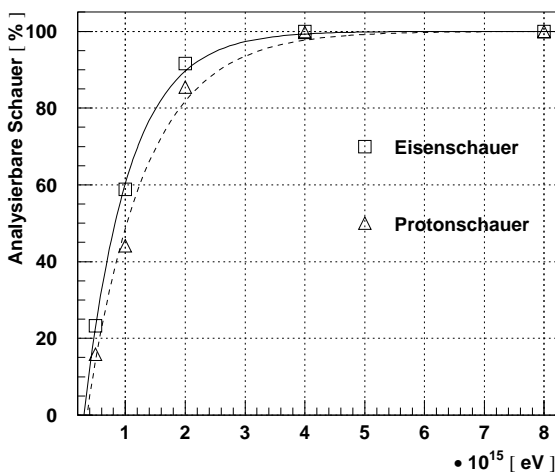
reits außerhalb der mit Triggerdetektoren belegten Fläche befinden. Da aber andererseits nur Teilchen abgespeichert werden, die das Dach des Zentraldetektors treffen, kann dieser Verlust nicht durch von außen kommende, die Triggerebene aber treffende Teilchen ausgeglichen werden. Dieser allein simulationsbedingte Effekt, der bei realen Daten nicht auftritt, muß bei der späteren Umrechnung von rekonstruierter in wahre Myonanzahl

berücksichtigt werden. Ein weiterer, jedoch wesentlich geringerer Effekt bei der Reduktion der Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit ist die Tatsache, daß zwei oder mehrere Myonen den selben Detektor treffen können und dadurch als nur ein Myon erkannt werden. Da dies bei höherer Myondichte öfter der Fall ist, müßte man eine Abweichung der Punkte von der Geraden zu größerer Myonanzahl beobachten. Dies ist in Bild a) aber nicht zu erkennen, so daß dieser Effekt vernachlässigbar scheint.

In Abbildung 6.9b) ist die Anzahl der korreliert mit den Myonkammern rekonstruierten Myonen (mit einer Energieschwelle von 2 GeV) über der Anzahl tatsächlicher Myonen dargestellt. Die Steigung der Ausgleichsgerade beträgt hier 0.21. Der bestimmte Wert stimmt gut mit der Einteilchensimulation überein, wenn man die Verluste durch Myonen, die zwar den Trigger treffen, nicht aber die Myonkammern (geometrische Akzeptanz der Detektoranordnung) berücksichtigt. Eine Verminderung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit kommt außerdem dadurch zustande, daß erst oberhalb einer Myonenergie von 4 GeV die maximale Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht wird und niederenergetischere Myonen teilweise im Absorber gestoppt werden.

Die mittlere Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit und deren Unsicherheit ist abhängig von der Anzahl der tatsächlich vorhandenen Myonen. Diese in Abbildung 6.9c) und d) dargestellten Effekte sind statistischer und rechnerischer Natur (Dividieren zweier diskreter Werte). Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Verteilungen. Man erkennt, daß die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit scheinbar mit abnehmender Myonanzahl zunimmt, dies liegt aber an der unsymmetrischen Häufigkeitsverteilung der berechneten Verhältnisse von rekonstruierter zu tatsächlicher Myonanzahl. Dies ist in Abbildung 6.9d) exemplarisch für 10–20 Myonen und 90–120 Myonen dargestellt. Die Verteilung wird mit zunehmender Myonanzahl symmetrischer und schmaler, so daß die Fehler des Mittelwertes kleiner werden.

Zur Analyse der Ankunftszeitverteilungen werden mindestens 3 mit Triggerebene und Myonkammern rekonstruierte Myonen verlangt. Dies bedeutet, daß im Mittel mindestens 15 Myonen den Zentraldetektor treffen müssen. Insbesondere im unteren Energiebereich



E[eV]	Protonen	Sauerstoff	Eisen
$5 \cdot 10^{14}$	16%	21%	23%
$1 \cdot 10^{15}$	44%	56%	58%
$2 \cdot 10^{15}$	85%	92%	91%
$4 \cdot 10^{15}$	99%	100%	100%
$8 \cdot 10^{15}$	100%	100%	100%

Abbildung 6.10: Anteil der analysierbaren Schauer in Abhängigkeit der Energie

der analysierten Schauer ist dies bei einem Abstand von 90  $m$  zum Schauerzentrum ein hartes Auswahlkriterium. In Abbildung 6.10 ist die prozentuelle Anzahl so selektierter Schauer in Abhängigkeit der Primärenergie der Protonen und Eisenkerne dargestellt. Die Tabelle in Abb. 6.10 enthält explizit die berechneten Werte für Proton-, Sauerstoff- und Eisenschauer. Bei einer Primärenergie von  $5 \cdot 10^{14}$   $eV$  können nur 16 % der Protonschauer, 21 % der Sauerstoff- und 23 % der Eisenschauer analysiert werden. Erst ab einer Energie von  $4 \cdot 10^{15}$   $eV$  können sowohl bei Proton-, Sauerstoff-, als auch bei Eisenschauern 100 % analysiert werden. Hierbei zeigt sich, daß sich wie in allen weiteren Analysen eisen- und sauerstoffinduzierte Schauer sehr ähnlich verhalten, während protoninduzierte deutliche Unterschiede aufweisen.

### 6.3.2 Auswertung der Schauerparameter unter Berücksichtigung der Detektoreigenschaften

Betrachtet man die in Abschnitt 6.2.2 ausgewählten Parameter zur Bestimmung von Ankunftszeitverteilungen nach der Detektorsimulation, erhält man die in den Bildern 6.11 — 6.14 dargestellten Ergebnisse. In Abbildung 6.11 ist die Verteilung der Ankunftszeit des 1. Myons im Detektor bzgl. Schauerzentrum  $\Delta\tau_\mu^1$  dargestellt. Man erkennt, daß sowohl für Protonen, als auch für Eisen beide Verteilungen deutlich breiter sind, als die reinen CORSIKA-Verteilungen, was hauptsächlich auf Auswahleffekte (bei einer Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 21 %) aber auch auf die Zeitauflösung der Triggerdetektoren von 1.8  $ns$  und die Ungenauigkeit der Orts- und Winkelbestimmung im Array zurückzuführen ist. Die Verteilungen überlappen sich nun stark, die Unterschiede in der Breite der Verteilungen sind kaum noch erkennbar. Bei größerem  $\log(N_e)$  erkennt man allerdings immer noch die Verschiebung der Verteilung von Protonschauern zu späteren Zeiten hin. Ein ähnliches Ergebnis erhält man, wenn man den Median bzgl. Schauerzentrum  $t_{0,5}$  betrachtet (Abbildung 6.12). Auch hier überlappen sich die vorher gut trennbaren Verteilungen stark. Zu größeren  $\log(N_e)$ -Bereichen hin erkennt man die Verschiebung der Proton-Verteilung zu späteren Zeiten hin. Zusätzlich stellt man auch Unterschiede in der Breite der Verteilungen fest. Wie erwartet, ist die Proton-Verteilung etwas breiter. Allerdings sind auf Grund der Gauß-Verbreiterung die Unterschiede wesentlich undeutlicher, als bei den reinen Schauerdaten.

Betrachtet man als Beispiel aller lokalen Zeitverteilungen das 3. Quartil  $t_{0,75}^{lok}$  (Abbildung 6.13) zeigt sich, daß sich die Verteilungen in allen  $\log(N_e)$ -Bereichen nahezu vollständig überlappen, und die Maxima der Verteilungen annähernd identisch sind. Man erkennt allerdings, daß die Proton-Verteilungen breiter als die Eisen-Verteilungen sind, was erwartet wurde.

Die systematische Verschlechterung in der Trennung aller dargestellten Verteilungen kommt größtenteils dadurch zustande, daß die Schauerparameter aus der CORSIKA-Simulation bei Eisenschauer eine sehr kleine Breite aufweisen ( $\sigma < 1.0$ ), so daß die Zeitauflösung der Triggerdetektoren einen sehr großen Einfluß auf die Verteilung ausübt. Berücksichtigt man weiterhin, daß der Fluß der Eisenschauer um den Faktor 7 geringer ist als der der Protonschauer, wird deutlich, daß die Ankunftszeitverteilung von Myonen im Abstand von 90  $m$  vom Schauerzentrum alleine keine Massentrennung ermöglicht.

Da sich gezeigt hat, daß die Anzahl der Myonen im Trigger ein guter Parameter zur Mas-

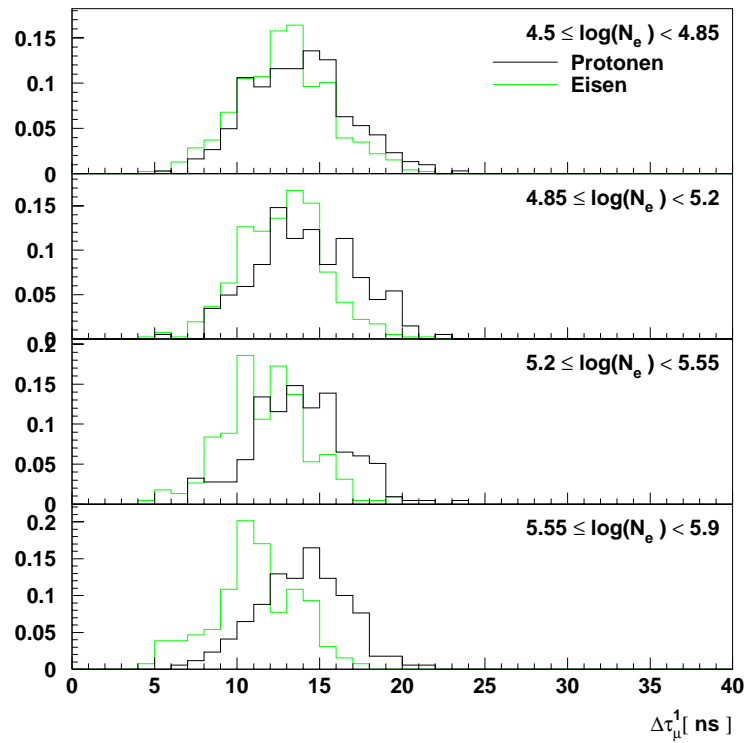


Abbildung 6.11: Ankunftszeit des 1. Myons im Detektor

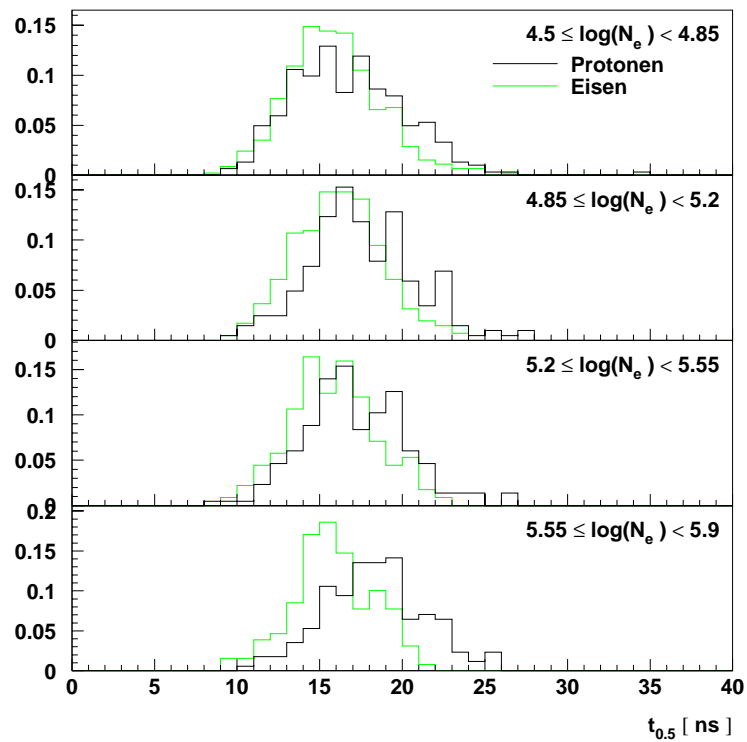


Abbildung 6.12: Median der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

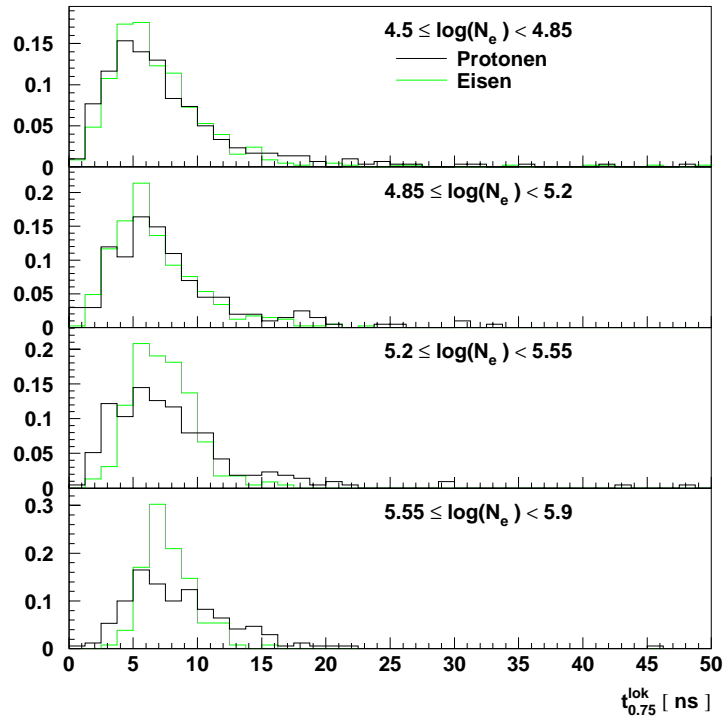


Abbildung 6.13: Lokales 3. Quartil der Ankunftszeiten

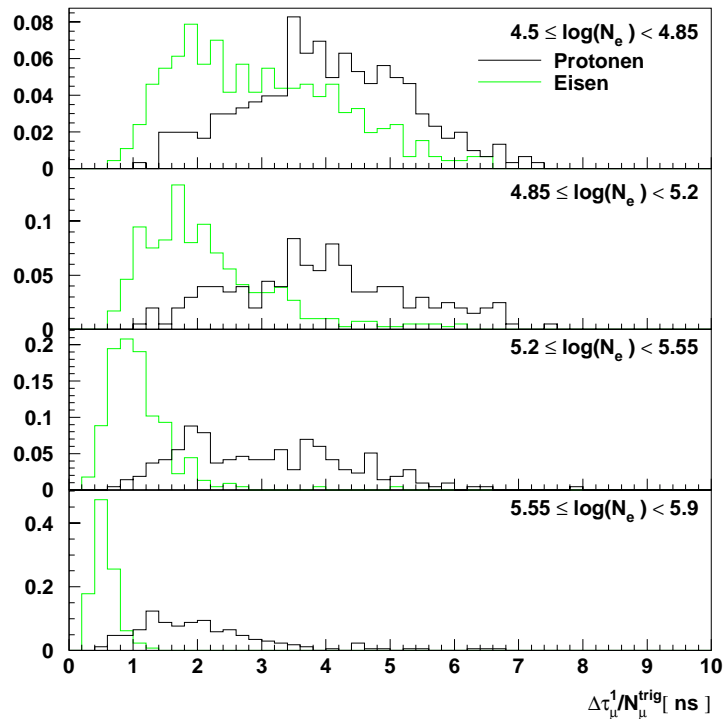


Abbildung 6.14: Ankunftszeit des 1. Myons im Detektor dividiert durch die Anzahl der Myonen im Trigger

sentrennung darstellt, wurde dieser nun mit den Ankunftszeitverteilungen kombiniert. In Abbildung 6.14 sind die Proton- und Eisenverteilungen von  $\Delta\tau_\mu^1/N_\mu^{trig}$  dargestellt, wobei  $N_\mu^{trig}$  die Zahl der in Trigger und Myonkammern rekonstruierten Myonen dividiert durch die in Abschnitt 6.3.1 ermittelte Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit ist. Man erkennt hier schon bei niedererem  $\log(N_e)$  eine deutliche Trennung von Proton- und Eisenschauern, die sich hauptsächlich durch die Unterschiede in  $N_\mu^{trig}$  erklären läßt, aber durch die  $\Delta\tau_\mu^1$ -Verteilung noch deutlicher hervortritt.

## 6.4 Analyse mit der Bayes-Fehlerabschätzung

### 6.4.1 Die Bayes'sche Methode

Um quantitative Aussagen über die Signifikanz der ausgewählten Parameter bezüglich der Massentrennung zu erhalten, wurde ein Verfahren verwendet, das die Überlappung multivarianter Verteilungen in Einheiten der Fehlerwahrscheinlichkeit angibt, wobei ein Fehler von 0.5 der vollständigen Überlappung der Verteilungen entspricht, ein Fehler von 0.0 der kompletten Trennung. Die mathematischen Grundlagen und Details der Methode werden in [Chilingarian 89, Chilingarian & Zazian 91] dargestellt. Hier wird nur eine kurze Zusammenfassung der verwendeten Methode gegeben.

Die statistische Entscheidung der Klassifikation basiert auf der Bayes'schen Methode, die die a-posteriori-Wahrscheinlichkeiten, die einen beobachteten Satz an Merkmalen  $v$  zu einer bestimmten Ereignisklasse zuordnet, vergleicht. Die a-posteriori-Wahrscheinlichkeiten werden nach dem Bayes-Theorem bestimmt. Man erhält zum Beispiel für die Einordnung in die zwei Elementgruppen Protonen und Eisen:

$$P(Fe|v) = \frac{P_{Fe}}{p_v} p(v|Fe) \quad \text{und} \quad P(p|v) = \frac{P_p}{p_v} p(v|p), \quad (6.8)$$

mit

$$p_v = P_{Fe} \cdot p(v|Fe) + P_p \cdot p(v|p) \quad (6.9)$$

$p(v|Fe)$  und  $p(v|p)$  sind dabei die bedingten Wahrscheinlichkeitsdichten (Likelihood Funktionen), die sich aus Trainings-Datensätzen erzeugen lassen.  $P_{Fe}$  und  $P_p$  sind die a-priori Wahrscheinlichkeiten, also die anfänglichen Annahmen über die Wahrscheinlichkeit, bestimmte Ereignisklassen zu beobachten. In unserem Beispiel wäre dies das Verhältnis der Anzahl von proton- zu eiseninduzierten Schauern. Es gibt mehrere Möglichkeiten die bedingten Wahrscheinlichkeitsdichten  $p(v|Fe)$  und  $p(v|p)$  aus Trainings-Datensätzen von Simulationsdaten zu erzeugen, einschließlich neuronalen Netzwerken. In dieser Arbeit wird die Parzen-Window-Prozedur [Parzen 62] verwendet. Diese legt um jedes diskrete Merkmal des Trainings-Datensatzes eine Gauß'sche Glockenkurve und erzeugt die Wahrscheinlichkeitsdichte aus der Superposition aller Verteilungen des Merkmalsraums [Maholonobis 36]. Für den eindimensionalen Fall, d. h. falls nur ein Merkmal zur Trennung der beiden Elementgruppen ausgewählt wurde, z. B. die Anzahl der gemessenen Myonen, erhält man Verteilungen ähnlich denen in Abbildung 6.15 schematisch dargestellten. Die Chance, ein bestimmtes beobachtetes Ereignis mit dem Merkmal  $v_a$  falsch zu klassifizieren ist

$$r(v_a) = \text{Min}\{p(p|v_a), p(Fe|v_a)\}. \quad (6.10)$$

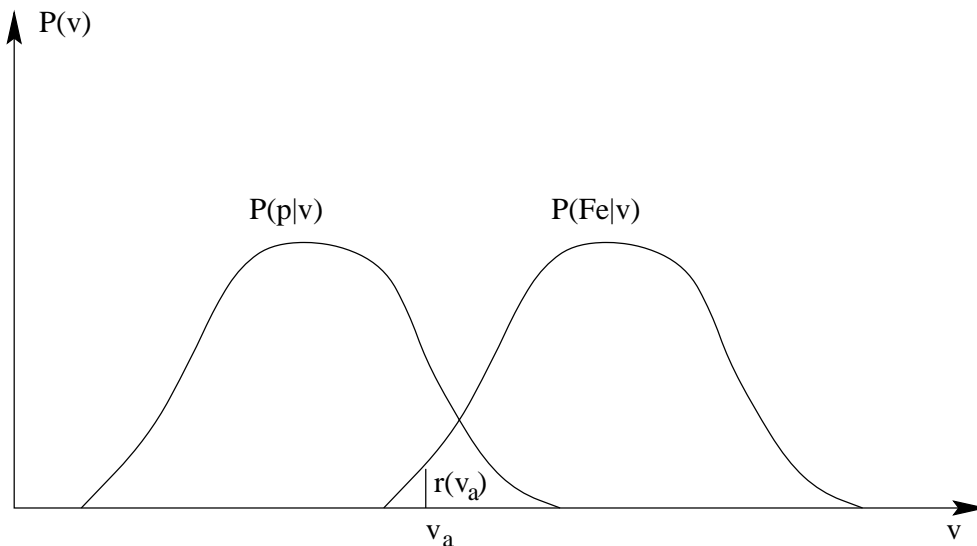


Abbildung 6.15: **Bayes-Fehler Definition und a posteriori Wahrscheinlichkeit**

Die mathematische Erwartung dieser Wahrscheinlichkeit, betrachtet über den gesamten Merkmalsraum  $V$  ist der Bayes-Fehler

$$R = \int_V r(v)p(v)dv. \quad (6.11)$$

Um den Bayes-Fehler zu bestimmen, wird in dieser Arbeit der sehr effiziente “One-leave-out-for-a-time” Test verwendet, welcher ein Element aus dem Trainings-Datensatz entfernt und der Datensatz ohne dieses Element zum Training verwendet wird. Das entnommene Element wird anschließend klassifiziert und verglichen, ob die Zuordnung zur richtigen Klasse erfolgt ist. Dann wird das Element wieder in den Datensatz zurückgelegt. Diese Methode wird für alle Elemente des Datensatzes durchgeführt [Snappin & Knoke 84]. Die Fehlerbestimmung kann durch die Einführung der Variablen  $\epsilon(v)$  erfolgen, mit

$$\epsilon(v) = \begin{cases} 0 & : \text{ richtig klassifiziert} \\ 1 & : \text{ falsch klassifiziert} \end{cases} \quad (6.12)$$

und dem Zählen der Fehler während des Tests

$$R^e = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \epsilon(v_i). \quad (6.13)$$

Die Anwendung der gesamten Analyse zur Klassifizierung von Luftschauer-Ereignissen in die zwei Gruppen proton- und eiseninduzierte Schauer muß quasi in drei Schritten erfolgen. Zunächst gilt es, diejenigen Merkmale der Ereignisse auszuwählen, die signifikant bezüglich der Massentrennung sind. Im zweiten Schritt werden simulierte Proton- und Eisenschauer als Trainings-Datensätze ausgewählt und mit Hilfe des “One-leave-out-for-a-time” Tests klassifiziert, um die bedingten Wahrscheinlichkeiten und die Bayes-Fehler zu berechnen. Im dritten Schritt können nun Datensätze unbekannter Massenzusammensetzung klassifiziert und eine Aussage über die Elementzusammensetzung des Datensatzes getroffen werden.



## 6.4.2 Auswertung der Simulationsdaten

Für die Auswertung der Simulationsdaten mit der Bayes'schen Methode wurden als Trainings-Datensätze simulierte proton- und eiseninduzierte Schauer, aufgeteilt in die vier  $\log(N_e)$ -Bereiche, im Verhältnis 1:1 verwendet. Das Hinzufügen von sauerstoffinduzierten Schauern als 3. Komponente hat sich als nicht vorteilhaft erwiesen, da in allen  $\log(N_e)$ -Bereichen ein sehr starker Überlapp zwischen allen Parametern von Eisen- und Sauerstoffschauern besteht. Dies ist in Abbildung 6.16 für die CORSIKA-Simulationen und in Abb. 6.17 für die Simulationen inklusive Detektoreigenschaften dargestellt.

Als Parameter zur Massentrennung werden die Anzahl der mit Triggerebene und Myonkammern rekonstruierten Myonen verwendet, die den Hauptanteil der Trennung ausmacht, sowie das lokale 1. Quartil und das lokale 3. Quartil der Ankunftszeiten. Es wurden lokale Größen ausgewählt, weil sich eine sehr gute Übereinstimmung der Simulationsdaten mit realen Daten bei den lokalen Größen gezeigt hat (siehe Kapitel 7.6). In Abbildung 6.18 ist das Ergebnis des "One-leave-out-for-a-time"-Test für reine CORSIKA-Simulationen ohne Detektoreigenschaften für die 4 analysierten  $\log(N_e)$ -Bereiche dargestellt. Bild a) zeigt hierbei den Anteil der richtig klassifizierten Schauer. Wie erwartet steigt dieser Anteil mit höherem  $\log(N_e)$ , da hier die massenabhängigen Schauerparameter für proton- und eiseninduzierte Schauer besser separiert sind. Außerdem zeigt sich, daß sich Eisenschauer besser klassifizieren lassen als Protonschauer, da Protonschauer wesentlich größeren Fluktuationen unterworfen sind.

In Bild b) ist der Bayes-Fehler dargestellt, der sich aus dem "One-leave-out-for-a-time"-Test ergibt. Der Fehler liegt schon bei niederem  $\log(N_e)$  bei lediglich 0.06 und wird im größten  $\log(N_e)$  zu Null, was die vollständige Separation der beiden Verteilungen bedeutet.

Die Auswertung der Simulationsdaten, die Detektoreigenschaften berücksichtigen, sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Auffällig ist hier, daß im niedrigsten  $\log(N_e)$ -Bereich die Klassifikationswahrscheinlichkeit für Eisen nur bei 0.09 liegt, was bedeutet, daß 91% der Eisenschauer als Protonschauer mißklassifiziert werden. Die Klassifikation für Protonen liegt dagegen bei 0.94. Dies resultiert aus der fast vollständigen Überlappung der Eisen- und Protonparameter. Die "Klassifikationsgrenze" wird dabei sehr weit in den "Eisenraum" verschoben, was bedeutet, daß zwar 94% der Protonen als solche erkannt werden, aber auch die meisten Eisenschauer fälschlicherweise als Protonen klassifiziert werden.

Bei größerem  $\log(N_e)$  zeigt sich dagegen wiederum, daß sich die Eisenschauer aufgrund der kleineren Fluktuationen wesentlich besser klassifizieren lassen. Die Klassifizierungswahrscheinlichkeit steigt bei Eisen von 0.90 auf 0.96, bei Protonschauer von anfänglich nur 0.40 auf 0.97. Dies zeigt, daß zumindest ab  $\log(N_e) = 5.2$  mit den hier ausgewählten Parametern eine gute Trennung von leichten und schweren Kernen möglich ist.

Um die Fehler abzuschätzen, die sich bei der Klassifikation in die zwei Gruppen "leichte" und "schwere" Primärteilchen ergeben, wenn man die mittelschwere Komponente hinzunimmt, wurde eine Klassifikation von Sauerstoffschauern durchgeführt. Das Ergebnis ist in Bild 6.20 dargestellt. Bild a) zeigt hier das Ergebnis für reine CORSIKA-Schauer ohne Detektoreigenschaften. Wie erwartet werden die Sauerstoffschauer größtenteils als Eisenschauerer klassifiziert. Im kleinsten  $\log(N_e)$ -Bereich werden 67 % der Sauerstoffschauer als Eisenschauer klassifiziert. In den oberen 3 Bereichen liegt der Wert zwischen 74 und 86 %. Bei dieser Klassifizierung wurden die Fehler erster und zweiter Ordnung

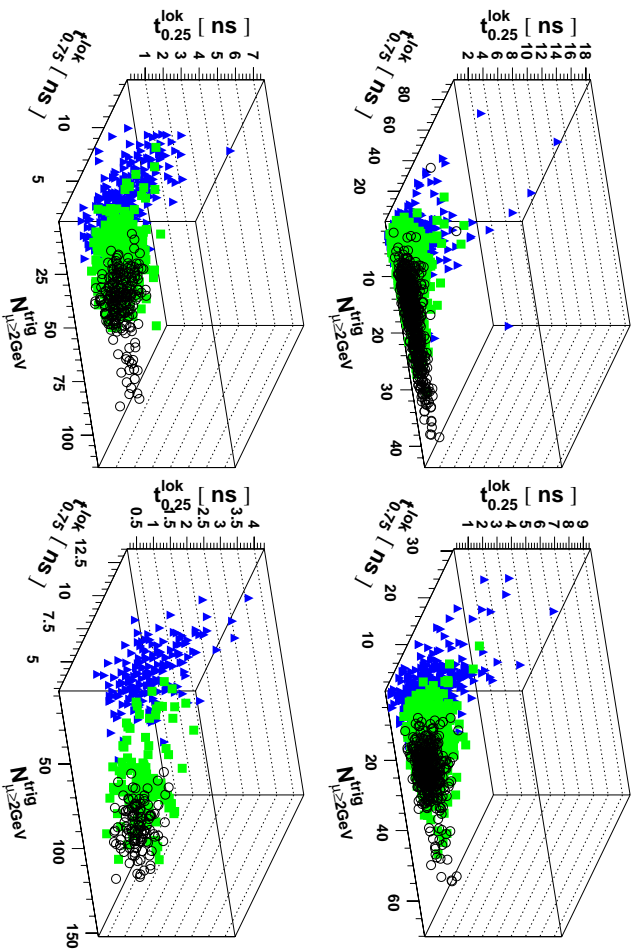


Abbildung 6.16: 3-dimensionale Darstellung der ausgewählten Parameter für CORSIKA-Simulation ohne Berücksichtigung der Detektoreigenschaften. Ausgefüllte Dreiecke: Protonen; graue Quadrate: Sauerstoff; offene Kreise: Eisen.

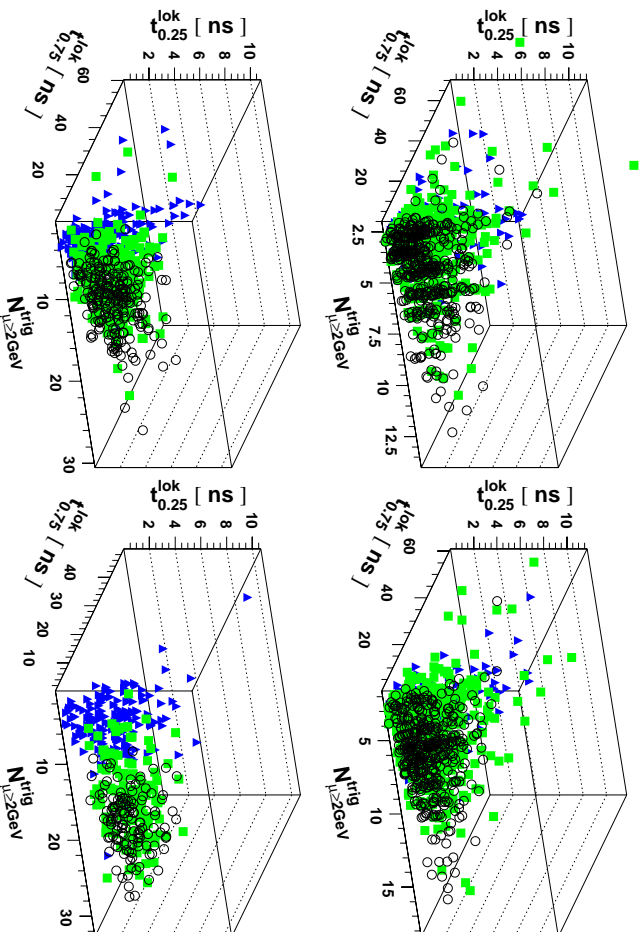


Abbildung 6.17: 3-dimensionale Darstellung der ausgewählten Parameter inklusive Detektoreigenschaften. Ausgefüllte Dreiecke: Protonen; graue Quadrate: Sauerstoff; offene Kreise: Eisen.

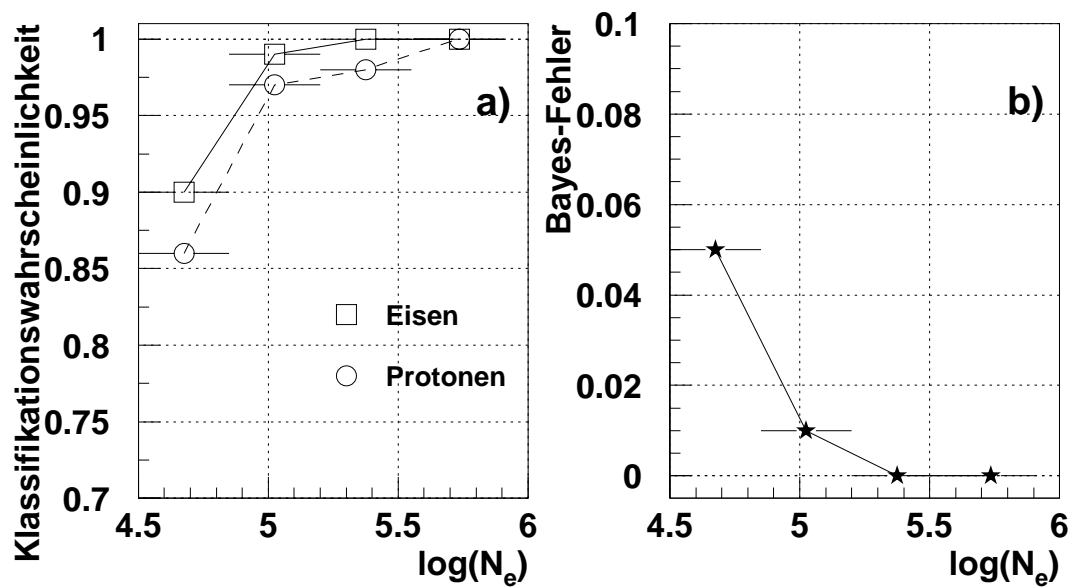


Abbildung 6.18: Klassifikationswahrscheinlichkeit und Bayes-Fehler bei CORSIKA-Daten

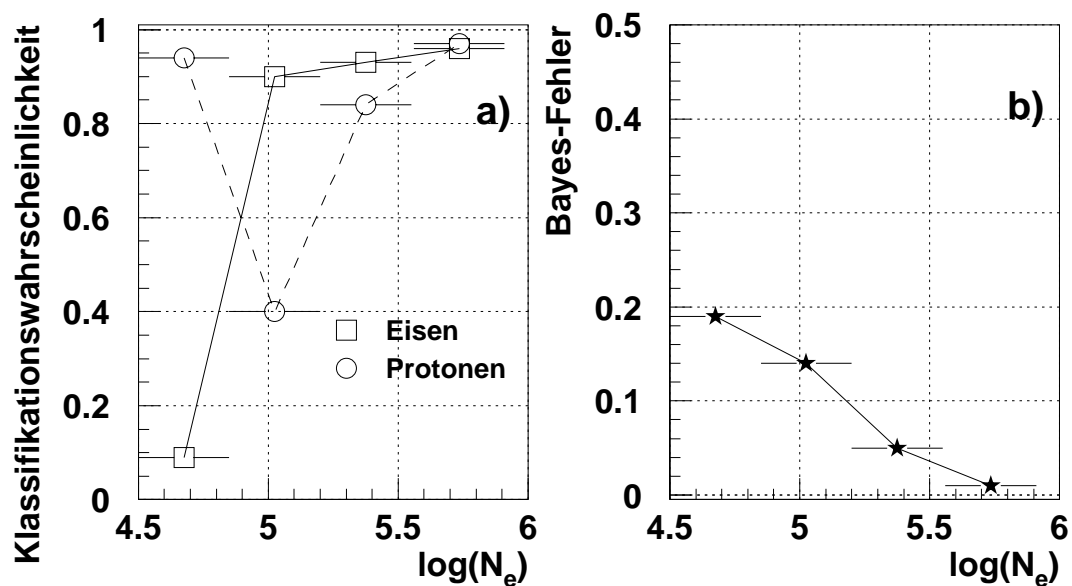


Abbildung 6.19: Klassifikationswahrscheinlichkeit und Bayes-Fehler bei der Detektorsimulation

aus dem “One-leave-out-for-a-time”-Test miteingerechnet. Fehler erster Ordnung kommen durch die fehlenden, falsch klassifizierte Ereignisse zustande, die der anderen Klasse zugeordnet werden, Fehler zweiter Ordnung sind Ereignisse aus der anderen Klasse, die fälschlicherweise dieser Klasse zugeordnet wurden. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem Bayes-Fehler.

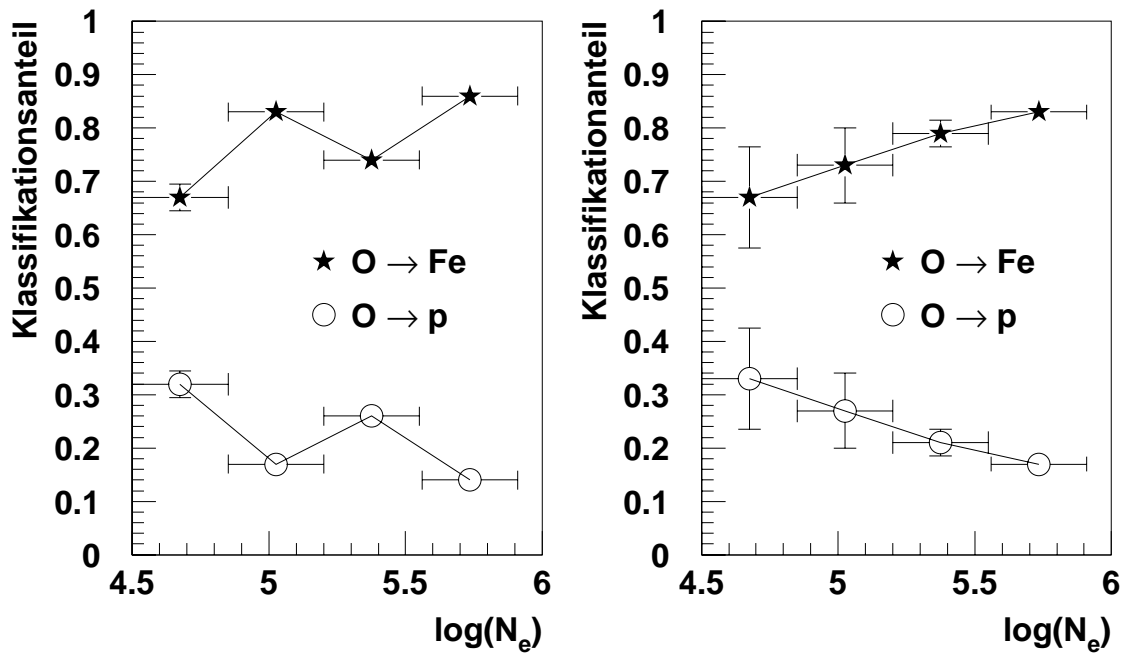


Abbildung 6.20: **Klassifikation von Sauerstoffschauer.** Links für reine CORSIKA-Simulation, rechts für Detektorsimulation. Die Fehler erster und zweiter Ordnung durch die Klassifikationswahrscheinlichkeiten wurden korrigiert. Die Fehlerbalken in y-Richtung entsprechen den Bayes-Fehlern der Klassifikation.

Bild b) zeigt die gleiche Analyse für die Simulation inklusive Detektoreigenschaften. Nach der Fehlerkorrektur zeigt sich auch hier, daß Sauerstoff-Schauer hauptsächlich der Eisen-Gruppe zugeordnet werden. Die Wahrscheinlichkeit liegt anfänglich bei 67 % und steigt annähernd linear auf 83 % an. Der Anstieg läßt sich damit erklären, daß bei niederm  $N_e$  sich die Eisen-, Sauerstoff- und Protonverteilungen noch sehr stark überlappen, während zu höherem  $N_e$  die Trennung zwischen Protonen und Sauerstoff und Eisen wesentlich besser wird.

In den Tabellen 6.3 und 6.4 sind alle Ergebnisse für CORSIKA- und für Detektorsimulationen noch einmal zusammengefaßt dargestellt. Für die reine CORSIKA-Simulation erkennt man, daß die Klassifikationswahrscheinlichkeit anhand der ausgewählten Parameter zwischen leichten und schweren Kernen ab  $\log(N_e) = 4.85$  über 0.9 liegt, der Bayes-Fehler ist kleiner als 0.03. Sauerstoffschauer werden zu 65 – 80 % als Eisenschauer klassifiziert, zu 20 – 30 % als Protonschauer. Bei der Detektorsimulation liegt die Klassifikationswahrscheinlichkeit ab  $\log(N_e) = 4.85$  für Eisen ebenfalls über 0.9, bei Protonen steigt sie von 0.43 auf 0.93. Der Bayes-Fehler liegt hier zunächst bei 0.13, fällt zu größerem  $N_e$  auf 0.03. Sauerstoffschauer werden zu 60 – 80 % als Eisenschauer klassifiziert.

Mit den hier ausgewählten Parametern ist es damit möglich, eine erste Aussage über die Zusammensetzung des analysierten Datensatzes zu machen, und eine Trennung zwischen Schauern von leichten und schweren Primärteilchen durchzuführen, wobei mittelschwere

Kerne zu etwa 2/3 bis 3/4 den schweren Kernen hinzugerechnet werden. In Kapitel 7.7 wird diese Auswertung mit realen Daten durchgeführt.

$\log(N_e)$	Fe→Fe	p→p	Fe/p-Fehler	Bayes-Fehler	O→Fe/p
4.50 – 4.85	0.90	0.86	0.10/0.14	0.05	0.67/0.33
4.85 – 5.20	0.99	0.97	0.01/0.03	0.01	0.83/0.17
5.20 – 5.55	1.00	0.98	0.00/0.02	0.00	0.74/0.26
5.55 – 5.90	1.00	1.00	0.00/0.00	0.00	0.86/0.14

Tabelle 6.3: **Bayes-Fehler-Abschätzung für CORSIKA-Simulationen**

$\log(N_e)$	Fe→Fe	p→p	Fe/p-Fehler	Bayes-Fehler	O→Fe/p
4.50 – 4.85	0.09	0.94	0.91/0.06	0.19	0.67/0.33
4.85 – 5.20	0.90	0.40	0.10/0.60	0.14	0.73/0.27
5.20 – 5.55	0.93	0.84	0.07/0.16	0.05	0.79/0.20
5.55 – 5.90	0.96	0.97	0.04/0.03	0.03	0.83/0.17

Tabelle 6.4: **Bayes-Fehler-Abschätzung für Simulationen inklusive Detektoreigenschaften.**

# Kapitel 7

## Reale Daten

### 7.1 Wahl der Daten

Für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse wurden insgesamt 7.6 Mio. Ereignisse aus dem Zeitraum vom 30. Oktober bis zum 31. Dezember 1996 ausgewählt. Die Datennahmezeit betrug insgesamt 992 Stunden, bei einer durchschnittlichen Datenrate von 2.1 Hz. Von den 7.6 Mio. Ereignissen wurden 454.000 sowohl von der Triggerebene, als auch von Array und Myonkammern rekonstruiert und erfüllen die Bedingung, daß mindestens 3 Myonen mit Triggerebene und Myonkammern nachgewiesen wurden, so daß sie zur Analyse von Ankunftszeitverteilungen verwendet werden können. Die Auswertung der Daten erfolgte mit dem Programm KRETA, Version 13.03 (siehe Kapitel 5).

In Abbildung 7.1 sind Häufigkeitsverteilungen einiger wichtiger Schauerparameter dieser Ereignisse dargestellt. Es hat sich gezeigt, daß die Form dieser Verteilungen empfindlich von der Triggerbedingung bei der Datennahme und den Auswahlkriterien der zu analysierenden Schauern abhängt. Die grau markierten Bereiche stellen jeweils die für die Analyse der Ankunftszeitverteilung (ab Kapitel 7.6) ausgewählten Schauer dar. Die in Bild a) dargestellte Azimutwinkelverteilung ist, wie erwartet, gleichverteilt. Bild b) zeigt die Zenitwinkelverteilung der Schauer. Aufgrund der für diese Ereignisse vorgegebenen Auswahlbedingung, daß sowohl Array, als auch Trigger und Myonkammern Daten gemessen haben, ist die Zenitwinkelverteilung etwas steiler als  $\sin \theta \cdot \cos^7 \theta$ . Dies liegt hauptsächlich an der Raumwinkelakzeptanz der Trigger-MWPC-Anordnung. Für spätere Auswertungen wird ein Bereich von  $15 - 30^\circ$  ausgewählt. In Bild c) ist der rekonstruierte Abstand des Schauerzentrums vom Zentraldetektor aufgetragen. Man erkennt, daß die Verteilung bei Abständen größer als 200 m nochmal eine kleine Anhäufung aufweist. Diese ist aber auf falsche Rekonstruktionen des Schauers aufgrund der Array-Daten zurückzuführen. Die Rekonstruktion von Ort, Richtung und Schauergröße ist ab einem Abstand von ca. 100 m noch fehlerbehaftet, was im nächsten Kapitel kurz dargestellt wird. Für die Ankunftszeitverteilungen wurde ein Abstandsbereich von 80 – 100 m ausgewählt. In Bild d) ist die Verteilung der rekonstruierten Schauergröße  $N_e$  dargestellt. Zu beachten ist, daß bei der verwendeten KRETA-Version  $N_e$  um ca. 10 – 20% überschätzt. Dies wurde in den hier durchgeführten Analysen nicht korrigiert, da die Genauigkeit von  $N_e$  für die durchgeführten Studien ausreicht.

Man erkennt im Bild deutlich die Schwelle der Rekonstruktion bei  $\log(N_e) = 4.5$ . Diese

kommt durch zwei Effekte zustande: zum einen durch die Energieschwelle des Arrays, die aber etwas niedriger liegt, zum anderen durch die Forderung, daß mindestens 3 Myonen mit Trigger und Myonkammern rekonstruiert werden müssen, was sich insbesondere bei Schauern, deren Zentrum einen größeren Abstand vom Zentraldetektor haben, auswirkt (vgl. Abbildung 6.10).

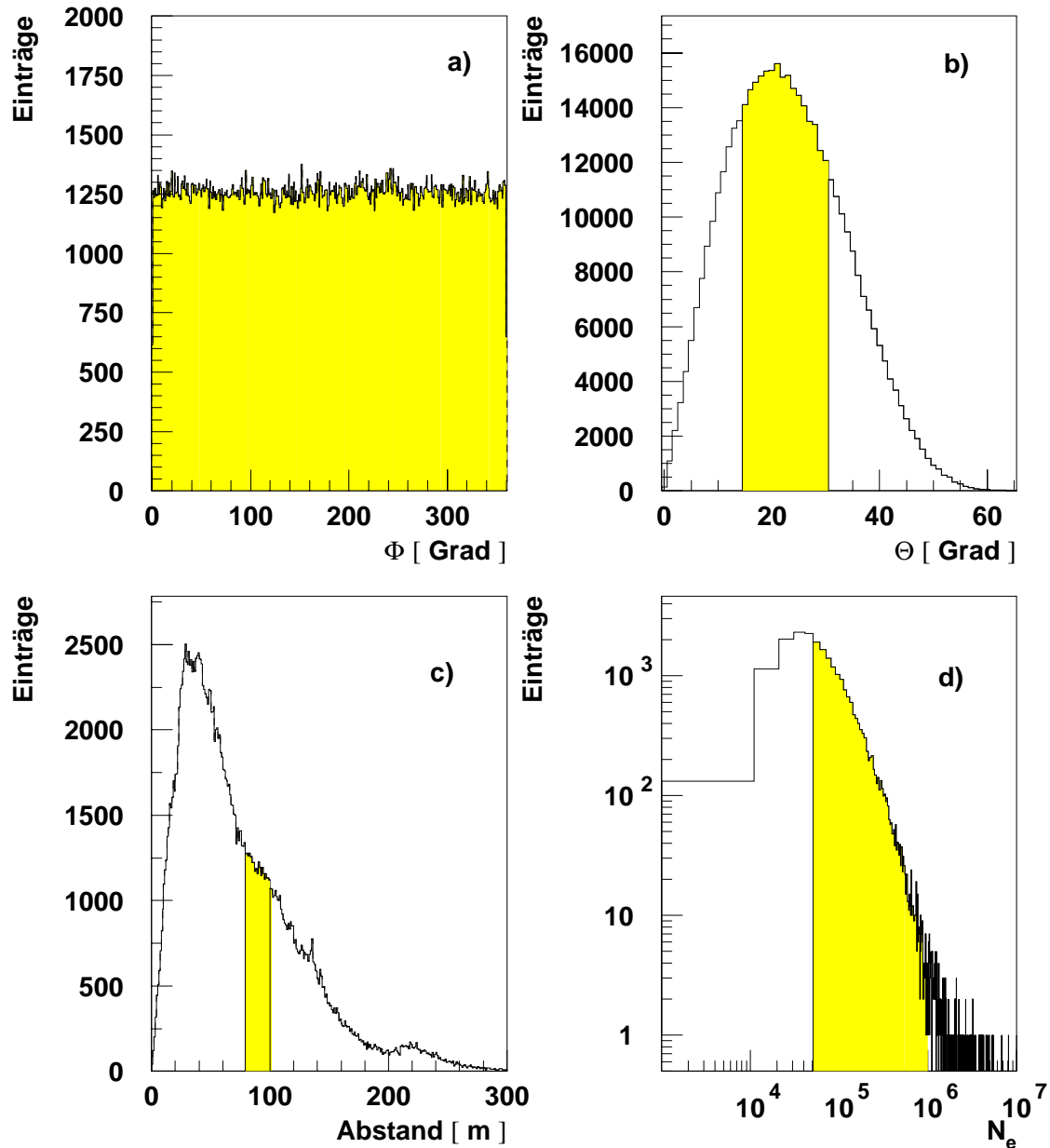
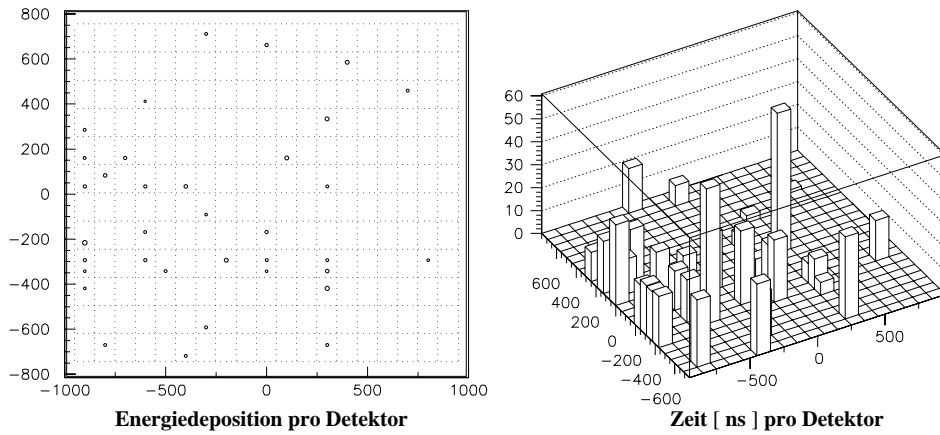


Abbildung 7.1: **Schauerparameter der analysierbaren Ereignisse.** a) Azimutwinkelverteilung; b) Zenitwinkelverteilung; c) Abstand des Schauerzentrums vom Zentraldetektor für den in b) markierten Zenitwinkelbereich; d)  $N_e$ -Verteilung für die in b) und c) grau markierten Bereiche von Zenitwinkel und Abstand des Schauerzentrums.

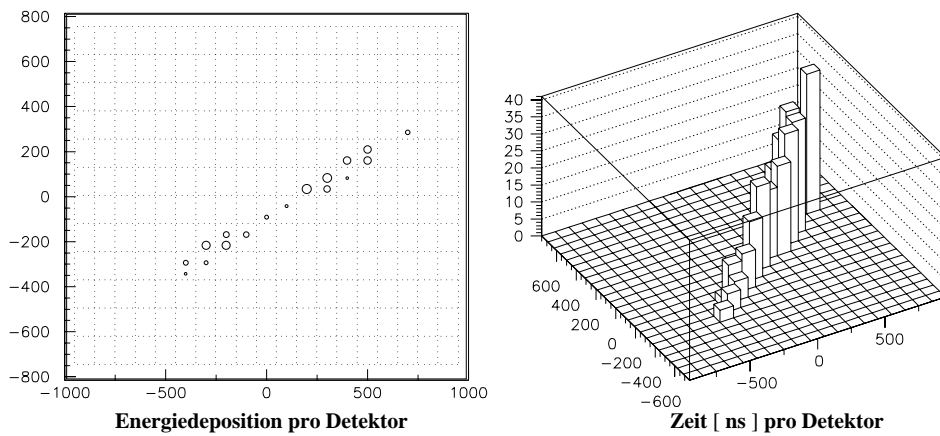
### Run 248f09 Ereignis 2095 angesprochene Detektoren: 35

Abst. Schauerzent.:  $R=94.38$  m,  $(x,y)=(-86.79, -37.1)$  m,  $\Theta=25.04$  deg  $\Phi=66.14$  deg  $\log(N_e)=5.37$



### Run 248f09 Ereignis 557 angesprochene Detektoren: 17

keine Array-Daten



### Run 332f02 Ereignis 4964 angesprochene Detektoren: 456

Abst. Schauerzent.:  $R=11.34$  m,  $(x,y)=(-6.58, 9.24)$  m,  $\Theta=6.94$  deg  $\Phi=230.06$  deg  $\log(N_e)=8.07$  (?)

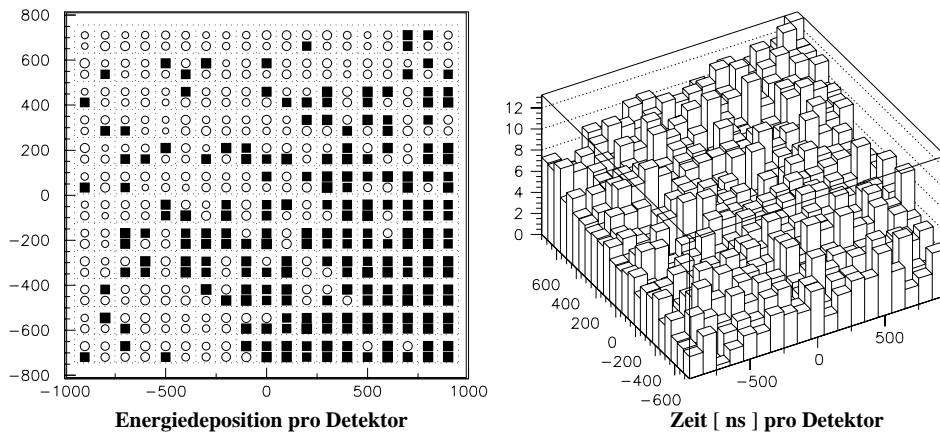


Abbildung 7.2: Drei Ereignisse aus willkürlich ausgewählten Runs



In Abbildung 7.2 sind drei typische Signaturen von Trigger-Ereignissen aus realen Daten dargestellt. In der Kopfzeile ist Run- und Ereignisnummer und die Anzahl der angesprochenen Triggerdetektoren vermerkt. Sofern das Ereignis auch vom Array rekonstruiert wurde, enthält die Zeile darunter den vom Array bestimmten Abstand des Schauerzentrums vom Zentraldetektor, sowie Zenit-, Azimutwinkel und die Schauergröße  $\log(N_e)$ . Das jeweils linke Bild entspricht einer Aufsicht auf die Triggerebene. Gestrichelt eingezeichnet ist die Lage der Detektorboxen, in denen sich jeweils zwei Triggerzähler befinden. Die Maßzahlen an den Seiten entsprechen dem Triggerkoordinatensystem, dessen Nullpunkt im Zentrum der Zentraldetektorfläche liegt. Die horizontale Richtung entspricht der x-Achse, die vertikale der y-Achse. Die Angaben sind in *cm*. Die eingezeichneten Punkte entsprechen in einer logarithmischen Skalierung der Energiedeposition in jedem einzelnen Triggerzähler. Die offenen Kreise stellen dabei Energien oberhalb der Myonschwelle dar, die ausgefüllten Quadrate Energien oberhalb der Hadronschwelle. Im jeweils rechten Bild sind die relativen Ankunftszeiten der Teilchen pro Detektor in *ns* dargestellt. Im obersten Bild ist ein für die Analyse der Ankunftszeitverteilungen typisches Ereignis dargestellt. Der Abstand des Schauerzentrums vom Zentraldetektor wurde vom Array zu 94.38 *m* und der Zenitwinkel zu 25.04° bestimmt. Die Schauergröße beträgt  $\log(N_e) = 5.37$ . Die Energiedepositionen in den 35 Detektoren liegen in einem Bereich von 4 bis 18 *MeV*. Davon konnten 11 Myonen durch die Trigger-MWPC-Korrelation identifiziert werden.

Das mittlere Bild zeigt ein Ereignis, das sich auf ein fast horizontales Myon zurückführen läßt. Man erkennt in beiden Bildern deutlich die Spur des Teilchens. Die Energiedepositionen reichen hier bis hin zu 308 *MeV*. Bei einem Myon, das einen Triggerdetektor über eine horizontale Diagonale vollständig durchquert, liegt der Wert des wahrscheinlichsten Energiedeposits bei ca. 210 *MeV*. Anhand der gemessenen relativen Teilchendurchgangszeiten kann die Fluggeschwindigkeit abgeschätzt werden. Das Teilchen benötigt für eine Strecke von 1240 *cm* eine Zeit von 42 *ns*. Dies ergibt eine Geschwindigkeit von 29.6 *cm/ns*, was im Bereich der Lichtgeschwindigkeit liegt.

Das untere Bild zeigt einen sehr hochenergetischen Schauer, dessen Zentrum den Rand des Zentraldetektors trifft. Alle 456 Triggerdetektoren haben angesprochen. Das Array rekonstruiert eine Schauergröße von  $\log(N_e) = 8.07$ . Es stellt sich aber bei genauer Betrachtung heraus, daß die Anpassung von Schaueralter und Schauergröße wegen Sättigungseffekten der Arraydetektoren divergiert und gegen einen Grenzwert gelaufen ist, so daß der bestimmte  $\log(N_e)$ -Wert vermutlich falsch ist. Ein weiterer Hinweis darauf gibt die berechnete Position des Schauerzentrums, die laut Array-Angaben in der linken oberen Ecke des Zentraldetektors sein sollte. Mit bloßem Auge läßt sich jedoch das Zentrum in der rechten unteren Ecke erkennen.

Bei der Darstellung der Ankunftszeiten läßt sich bei diesem Schauer sehr gut die Ebene der Schauerfront zeigen. Die Zeiten liegen alle innerhalb von 12 *ns*, was hauptsächlich auf den schrägen Einfallswinkel zurückzuführen ist.

## 7.2 Bestimmung der Schauerrichtung

Berechnet man aus den Ankunftszeiten der Triggerdetektoren eine Ebene, die die Schauerrichtung darstellt, kann man aus der Richtung des Normalenvektors dieser Ebene Zenit- und Azimutwinkel des Schauers bestimmen (siehe Abschnitt 5). Die Genauigkeit dieser Richtung wird durch mehrere Faktoren eingeschränkt. Zum einen sind Myonen in Luftschauern weniger zahlreich als z. B. Elektronen, so daß die gemessenen Myonen nicht immer aus der Schauerrichtung stammen, sondern oftmals aus der Mitte der Schauerscheibe. Diese großen Fluktuationen in der Ankunftszeit machen sich insbesondere bei kleineren Schauern und in größerem Abstand vom Schauerzentrum bemerkbar, da in beiden Fällen nur wenige Myonen zur Bestimmung der Ebene zur Verfügung stehen. So können einzelne verspätete Myonen die Richtung der berechneten Ebene stark beeinflussen. Ein geometrischer Effekt ist, daß aufgrund der Schauerkrümmung bei größeren Abständen vom Schauerzentrum die Richtung der Ebene nicht mit der wahren Einfallsrichtung des Schauers übereinstimmen kann. Je nach Azimutwinkel wird sie zu flach oder zu steil rekonstruiert. Die Genauigkeit der Richtungsbestimmung wird hier durch einen Vergleich der vom Array bestimmten Richtung mit der von der Triggerebene bestimmten getestet. Im linken Bild der Abbildung 7.3 ist die Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen der vom Array und der von der Triggerebene bestimmten Schauerrichtung dargestellt. Hierbei wurde ein Datensatz von 10550 Schauern ausgewählt (dies entspricht allen rekonstruierten Schauern eines willkürlich ausgewählten Runs), so daß über alle Abstände, Zenitwinkel und Schauergrößen integriert wurde. Die Breite der Verteilung entspricht dabei der Winkelauflösung der Rekonstruktion der Schauerrichtung. Sie wird analog zum  $\sigma$  einer Gaußverteilung in einem Vertrauensintervall (VI) von 68% und in einem 95%-Vertrauensintervall angegeben. Zu beachten ist weiterhin, daß bei dieser Verteilung neben der Winkelauflösung der Triggerebene auch die des Arrays eingefaltet ist, die allerdings im Vergleich zur Triggere-

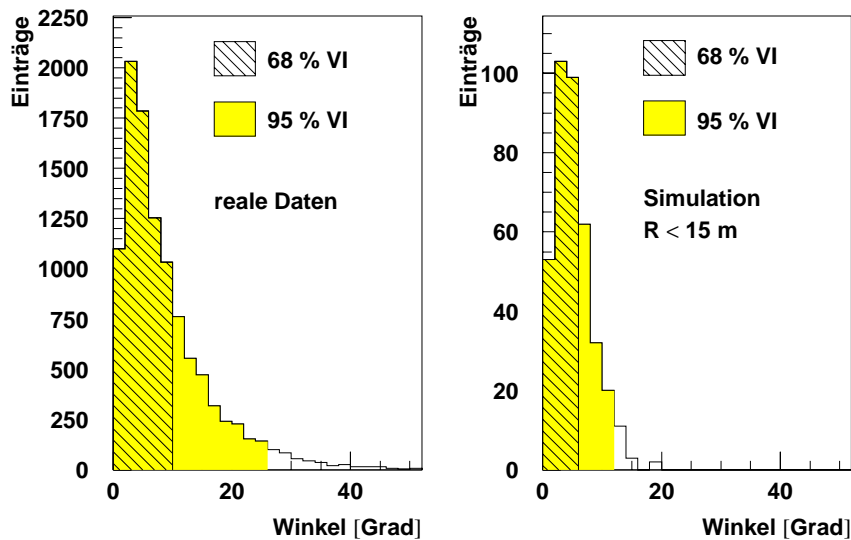


Abbildung 7.3: Häufigkeitsverteilung der Winkeldifferenz

bene vernachlässigbar ist. Man erhält  $\sigma_{68\%} = (8.0 \pm 0.5)^\circ$  und  $\sigma_{95\%} = (24.0 \pm 0.5)^\circ$ . Im Vergleich dazu ist im rechten Bild die Simulationsrechnung dargestellt, die mit zentral treffenden Protonschauern der Energie  $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  durchgeführt wurde. Der Abstand des Schauerzentrums zum Mittelpunkt des Zentraldetektors betrug maximal  $15 \text{ m}$ . Der Zenitwinkel betrug  $22^\circ$ , der Azimutwinkel wurde gleichverteilt gewürfelt. Die Winkelauflösung des Arrays wurde mitberücksichtigt. Man erhält hier  $\sigma_{68\%} = (4.0 \pm 0.5)^\circ$  und  $\sigma_{95\%} = (10.0 \pm 0.5)^\circ$ . Ähnlich gute Ergebnisse erreicht man im Abstand von  $90 \text{ m}$  zum Schauerzentrum ab einer Primärenergie von  $8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ . Bei Primärenergien von  $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  erhält man bei diesem Abstand jedoch lediglich Auflösungen von  $\sigma_{68\%} = (18.0 \pm 0.5)^\circ$  und  $\sigma_{95\%} = (38.0 \pm 0.5)^\circ$ .

Dies verdeutlicht, daß die Winkelauflösung sehr empfindlich von Abstand und Primärenergie des Schauers abhängig ist, da sich beide Effekte stark auf die Anzahl der gemessenen Myonen auswirken.

### 7.3 Überprüfung der Zeiteichung

Der in Abschnitt 4.3.2 beschriebene Zeitabgleich der Detektoren zueinander (Pulser- und Paddeleichung) kann mit den Daten nachgeprüft werden, indem man den Zeitabstand jedes angesprochenen Zählers zu einer aus allen Zeiten bestimmten Ebene berechnet (siehe Abschnitt 5). Dieses wurde exemplarisch für einen Run durchgeführt, der ca. einen Monat nach der letzten Paddeleichung durchgeführt wurde.

Im linken Bild von Abb. 7.4 wurde als Beispiel ein beliebiger Detektor der Triggerebene ausgewählt. Dargestellt ist die Häufigkeitsverteilung der Abstände der gemessenen An-

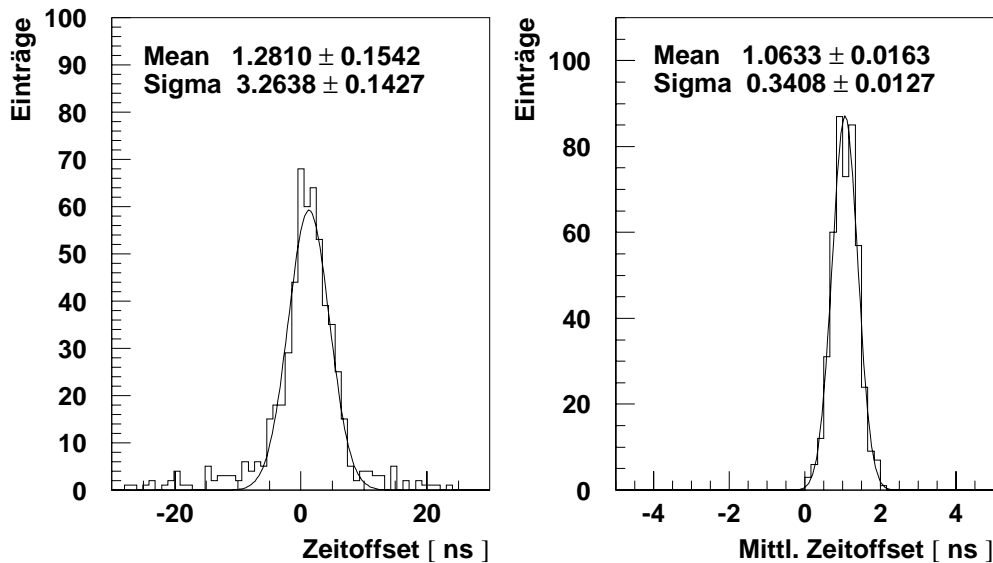


Abbildung 7.4: **Bestimmung der Zeitoffsets.** Im linken Bild ist die Verteilung der Zeitabstände eines willkürlich ausgewählten Detektors zur berechneten Schauerebene dargestellt. Das rechte Bild zeigt die Verteilung der bestimmten Zeitoffsets aller 456 Detektoren.

kunftszeit in diesem Detektor zu der aus allen angesprochenen Detektoren bestimmten Schauerebene. Im Idealfall wird eine Verteilung um Null erwartet. Die Verteilungen sind aber bei allen Detektoren systematisch zu positiven Werten hin verschoben. In Simulationsdaten – von ideal abgestimmten Detektoren ohne Zeitoffsets ausgehend – zeigt sich der gleiche Effekt, der zusätzlich abhängig von der Primärenergie des Schauers ist. Man kann daher davon ausgehen, daß dieser Effekt nicht auf eine ungenaue Zeitoffset-Kalibration zurückzuführen ist, sondern schauerphysikalische Ursachen hat. Der Mittelwert der angepaßten Gaußkurve hat den Wert  $(1.28 \pm 0.15) \text{ ns}$ . Der Fehler des Mittelwerts entspricht einer Ungenauigkeit von  $4.5 \text{ cm}$ . Die Breite der Gaußkurve beträgt  $\sigma = 3.26 \pm 0.14$ . Sie kommt – insbesondere bei größeren Abständen vom Schauerzentrum – durch die relativ zur elektromagnetischen Schauerkomponente größere Dispersion in der Myonscheibe zustande.

Trägt man für alle 456 Triggerdetektoren den durch die Anpassung einer Gaußverteilung bestimmten mittleren Zeitoffset in ein Histogramm ein, erhält man die im rechten Bild dargestellte Verteilung. Der Mittelwert liegt bei  $1.06 \text{ ns}$ , die Breite beträgt  $\sigma = 0.34 \text{ ns}$ . Eine andere Art der Darstellung zeigt Abb. 7.5. Hier wurde der bestimmte Zeitoffset über

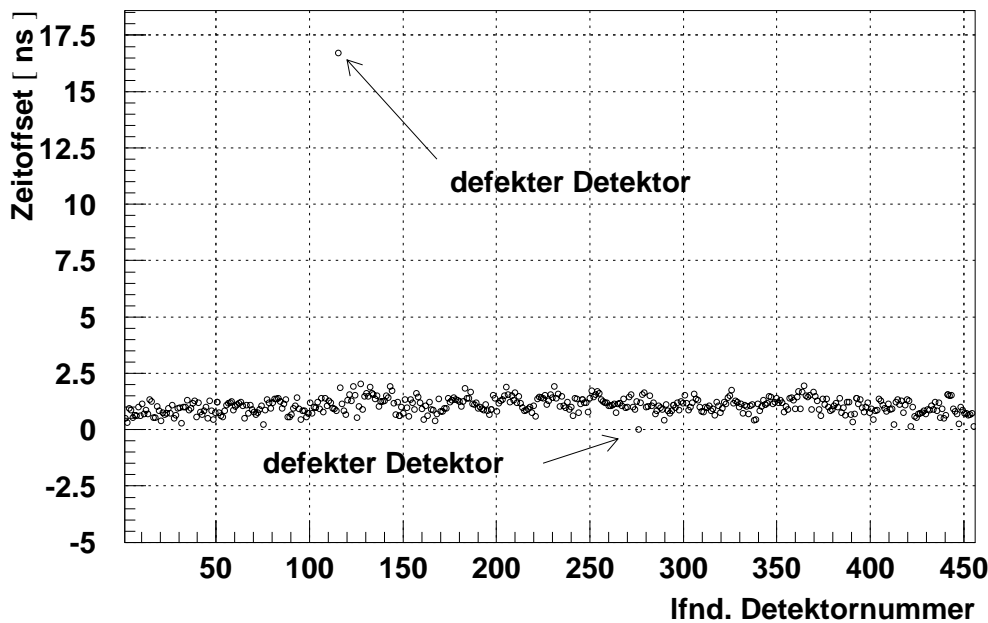


Abbildung 7.5: **Zeitoffsets der 456 Detektoren.** Die Detektoren wurden Reihenweise durchnummeriert.

der laufenden Detektornummer aufgetragen. Auffällig ist hier insbesondere ein Wert bei  $16.5 \text{ ns}$ , außerdem einer bei  $0.0 \text{ ns}$ . Diese stammen von defekten Detektoren. Alle anderen Detektoren befinden sich in einem Band zwischen  $0$  und  $2 \text{ ns}$ .

Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen, daß die Paddel-Eichung einen sehr guten Zeitabgleich der Detektoren ermöglicht. Die Unsicherheit beim Zeitabgleich ist mit  $\sigma = 0.34 \text{ ns}$  weitaus kleiner als die Zeitaufösung der Triggerelektronik. Da die Anpassung der Ebene

einen Monat nach der Paddeleichung durchgeführt wurde, hat sich weiterhin gezeigt, daß die durch die Paddeleichung abgeglichenen Zeitoffsets sehr stabil sind.

Darüberhinaus bietet die Bestimmung der Offsets durch Anpassung einer Ebene aufgrund ihrer hohen Genauigkeit langfristig gesehen eine Möglichkeit, die sehr umständliche und langwierige Paddeleichung zu ersetzen.

## 7.4 Abgleich von Array- und Triggerzeit

Will man Ankunftszeiten von Myonen in der Triggerebene bezüglich der Ankunftszeit des Schauersentrums bestimmen, ist es wichtig, den Zeitoffset zwischen dem Array und der Triggerebene zu kennen. Weiterhin stellt sich die Frage, mit welcher Genauigkeit man diesen Offset bestimmen kann.

Der Zeitoffset hat zwei Ursachen. Der zentrale  $5\text{ MHz}$ -Takt zur Zeitmessung wird auf die einzelnen Experimentkomponenten verteilt. Durch unterschiedliche Kabellängen und verschiedene Durchlaufzeiten durch die jeweilige Meßelektronik kommt ein technisch bedingter Zeitoffset zustande. Ein zusätzlicher Punkt ist aber auch die Definition der Ankunftszeit des Schauers durch das Array. In der hier zur Analyse der Zeitverteilungen verwendeten Version des Rekonstruktionsprogramms wird die Ankunftszeit des Schauers durch den Median der in die Schauerebene projizierten Ankunftszeiten der einzelnen Array-Detektoren bestimmt. Die damit als Nullpunkt vorgegebene Zeit ist daher nicht die Ankunftszeit der Schauerfront, sondern liegt aufgrund der Schauerkrümmung innerhalb der Schauerscheibe. Zunächst würde man erwarten, daß sich die Ankunftszeit des Schau-

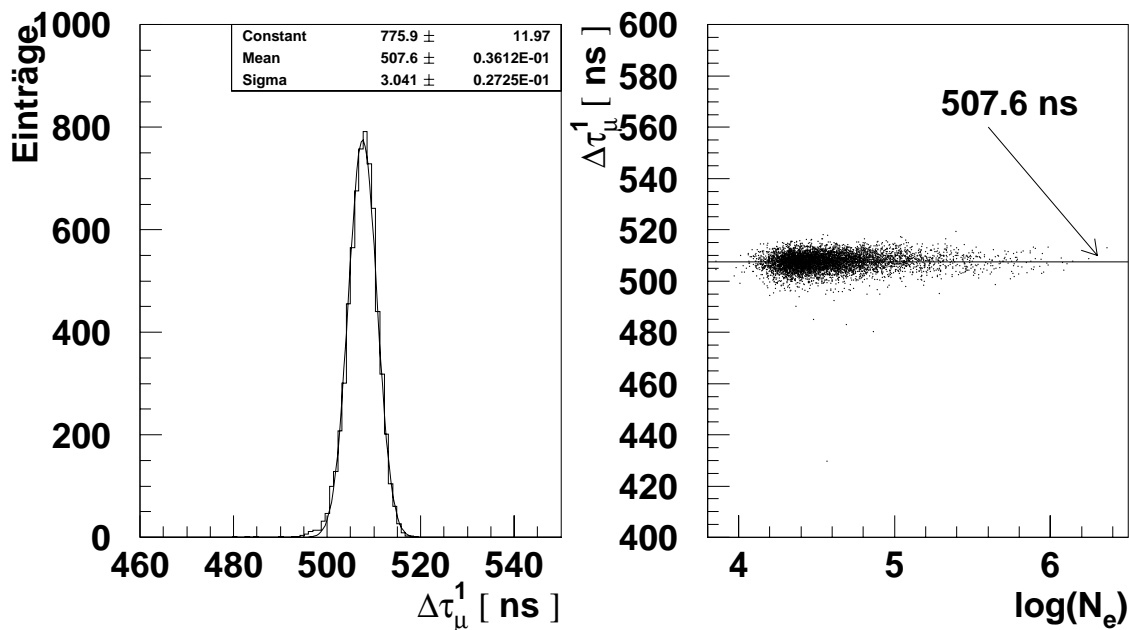


Abbildung 7.6: **Verteilung von  $\Delta\tau_\mu^1$**  für zentral treffende Schauer. Linkes Bild: Häufigkeitsverteilung aller Zeiten; rechtes Bild: Abhängigkeit der Zeiten  $\Delta\tau_\mu^1$  von der Schauergröße  $\log(N_e)$ .

erzentrums dadurch bestimmen läßt, daß man nach der Projektion in Schauerkoordinaten die früheste Zeit auswählt. Dies kann aber zu erheblichen Unsicherheiten führen, falls direkt vor dem Schauer eintreffende, unkorrelierte einzelne Myonen mitausgelesen werden. Dies wird vom Median weitgehend unterdrückt, der zudem gegenüber dem Mittelwert den Vorteil hat, daß er auch gegen stark verzögerte Zeiten insensitive ist.

Um den Zeitoffset experimentell zu bestimmen, wurden aus den analysierten Schauern solche ausgewählt, die den Zentraldetektor zentral treffen, d. h. deren Abstand des Zentrums vom Mittelpunkt des Zentraldetektors kleiner als 10 m ist. Betrachtet man für diesen Datensatz die Häufigkeitsverteilung der Zeit des ersten Myons im Trigger  $\Delta\tau_\mu^1$ , kann durch Anpassung einer Gaußfunktion an diese Verteilung der Zeitoffset und dessen Ungenauigkeit bestimmt werden. Dies ist im linken Bild der Abbildung 7.6 dargestellt. Es ergibt sich ein Zeitoffset von  $(507.6 \pm 0.04) \text{ ns}$ , die Unsicherheit beträgt  $(3.04 \pm 0.03) \text{ ns}$ . Die Breite dieser Verteilung wird bestimmt durch die Zeitaufösungen der Triggerebene und des Arrays, sowie durch die Unsicherheit in der Bestimmung des Schauerzentrums und die Schauerfluktuationen.

Der Zeitoffset ist, wie erwartet, unabhängig von Zenit- und Azimutwinkel. Im rechten Bild der Abbildung 7.6 ist der Offset über  $\log(N_e)$  aufgetragen. Die eingezeichnete Linie entspricht dem im linken Bild bestimmten mittleren Zeitoffset von 507.6 ns. Man erkennt, daß der Offset auch von der Schauergröße unabhängig ist.

Die Abhängigkeit von  $\Delta\tau_\mu^1$  vom Abstand des Schauerzentrums ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Hier wurden nur Schauer mit einem Alter von  $s < 1.8$  und einem Zenitwinkel  $\theta < 10^\circ$  eingetragen. Es ist zu erkennen, daß die Zeiten sich bis zu einem Abstand von 100 m in einem relativ konstanten Band befinden. Oberhalb dieser Marke läuft die Verteilung drastisch auseinander. Der Effekt kommt dadurch zustande, daß das Array die Schauer nicht mehr korrekt rekonstruiert, sobald sich das Schauerzentrum außerhalb der Array-Fläche befindet. Wird der Abstand des Schauerzentrums zu groß bestimmt, wirkt sich das einerseits auf die Umrechnung der Trigger-Ankunftszeiten in Schauerkoordinaten

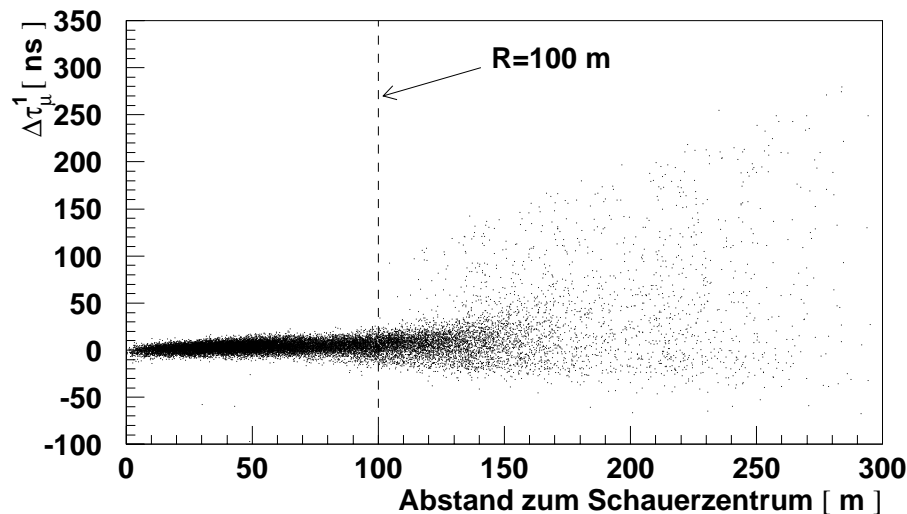


Abbildung 7.7: Abhängigkeit von  $\Delta\tau_\mu^1$  vom Abstand des Schauerzentrums.

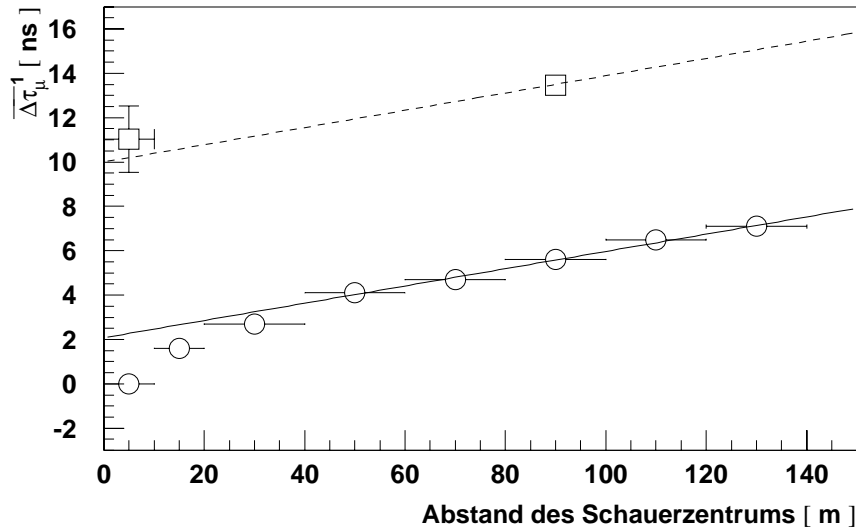


Abbildung 7.8: **Abhängigkeit des Mittelwerts von  $\Delta\tau_\mu^1$  vom Abstand des Schauerzentrums.** Kreise: gemessene Werte; Quadrate: Simulationsdaten.

aus, in die der Abstand des Schauerzentrums mit eingeht, andererseits auch auf die Bestimmung der Ankunftszeit des Schauerzentrums durch das Array selbst. Die Abbildung bestätigt die Entscheidung, in der derzeitigen Phase der Rekonstruktionsalgorithmen keine Schauer, deren Schauerzentrum weiter als 100 m vom Zentraldetektor entfernt sind, zu analysieren.

In Abbildung 7.8 sind die Mittelwerte der Häufigkeitsverteilungen von  $\Delta\tau_\mu^1$  aller Schauer in 10 bzw. 20 m breiten Radiusbereichen über dem Abstand aufgetragen. Der vorher bestimmte Offset zwischen Trigger- und Arrayzeit von 507.6 ns wurde dabei korrigiert. Die Fehlerbalken in x-Richtung entsprechen der Breite der Radiusbereiche. Die Kreise sind die Meßwerte aus realen Daten. Man erkennt hier ab  $R = 30$  m einen linearen Zusammenhang zwischen dem Mittelwerten der  $\Delta\tau_\mu^1$ -Verteilungen und dem Abstand des Schauerzentrums vom Zentraldetektor. Die angepaßte Gerade (durchgezogene Linie) hat die Gleichung

$$\overline{\Delta\tau_\mu^1} = 1.49 + 0.0389 \cdot R \quad (7.1)$$

Unterhalb von  $R = 30$  m knickt die Verteilung zu kleineren Zeiten hin ab. Der Effekt läßt sich dadurch erklären, daß die Schauerankunftszeit durch den Median aller in den Arraystationen gemessenen Zeiten bestimmt wird. Trifft das Schauerzentrum den Zentraldetektor, gibt es in diesem Bereich keine Zeitinformaton der Arraystationen, so daß die Zeit aus der Medianbestimmung zu groß wird. Der Schauer kommt früher an als berechnet. Damit wird die Differenz zur Ankunftszeit des 1. Myons im Zentraldetektor kleiner. Dies bedeutet aber, daß der zunächst zu 507.6 ns bestimmte Zeitoffset zwischen Triggerebene und Array nicht exakt richtig ist. Vielmehr ergibt sich eine zusätzliche Korrektur, die aus dem in Gleichung 7.1 bestimmten y-Achsenabschnitt bestimmt werden kann. Sie hat den Wert  $\Delta t = 1.49$  ns.

Zum Vergleich sind im Bild zwei berechnete Verteilungen aus Simulationen eingetragen (Quadrate). Die Punkte sind im Vergleich zu den realen Daten um ca.  $8 \text{ ns}$  verschoben, da ein anderer Referenzzeitpunkt gewählt wurde (theoretische Ankunft des Schauerzentrums aus der CORSIKA-Simulation in Höhe des Daches des Zentraldetektors). Der große Fehler des Mittelwertes beim ersten Wert kommt durch die sehr geringe Statistik der simulierten Schauer zustande. Es wurden hier nur Protonenschauer mit einer Energie von  $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  simuliert. Für den Wert bei  $90 \text{ m}$  wurden alle simulierten Proton- und Eisenschauer im Verhältnis  $7 : 1$  für jeden  $\log(N_e)$ -Bereich verwendet. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade hat die selbe Steigung, wie die an die realen Daten angepaßte. Es zeigt sich, daß simulierte und reale Werte des Mittelwertes der  $\Delta\tau_\mu^1$ -Verteilungen gut übereinstimmen. Zum Abschluß sei noch erwähnt, daß die Methode der Bestimmung der Ankunftszeiten des Schauerzentrums aus dem Median aller im Array gemessener Zeiten nur für Schauer geeignet ist, deren Zentrum innerhalb des Arrays liegt, und — wie gezeigt — mindestens  $20 \text{ m}$  vom Zentraldetektor entfernt ist, da andernfalls durch das Fehlen der Zeitinformation im Schauerzentrum die Zeit zu groß bestimmt wird.

## 7.5 Analyse von Teilchen-Ankunftszeiten

In Abbildung 7.9 wurden die Ankunftszeiten für alle Schauer innerhalb des Radius-Bereiches von  $80 - 100 \text{ m}$  aufsummiert. Als Zeitnullpunkt wurde die Ankunftszeit des ersten Teilchens in der Triggerebene gewählt. Dabei sind im linken Bild alle in der Triggerebene gemessenen Teilchenzeiten berücksichtigt, während im rechten Bild nur Zeiten von Myonen, die mit Triggerebene und Vieldraht-Proportionalkammern rekonstruiert wurden, eingetragen sind. Es zeigt sich, daß die Breite der Verteilung aller Teilchen größer ist, als die der Myonen mit einer Minimalenergie von mindestens  $2 \text{ GeV}$ . Der Mittelwert der Häufigkeitsverteilung beträgt unter Berücksichtigung aller Teilchen  $11.6 \text{ ns}$ , bei den Myonzeiten  $6.4 \text{ ns}$ . Dies ist einerseits ein Effekt der Myonenergie, andererseits können aber auch “Punch-Through”-Ereignisse oder im Absorber produzierte Sekundärteilchen hohe Ankunftszeiten erzeugen.

Betrachtet man Ankunftszeiten von Myonen, die mit Triggerebene und Myonkammern rekonstruiert wurden, in einem  $\log(N_e)$ -Bereich von  $4.5 - 4.85$  und einem Zenitwinkelbereich von  $15 - 30^\circ$ , so erhält man die in Abbildung 7.10 dargestellte Verteilung (durchgezogene Linie). Zum Vergleich wurden die Myon-Ankunftszeiten von simulierten proton- und eiseninduzierten Luftschauern im gleichen  $\log(N_e)$ -Bereich eingezeichnet. Hierbei zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Daten mit den Simulationsergebnissen. Bei dieser Art der Darstellung von Ankunftszeiten (Aufsummieren aller gemessener Zeiten über alle Ereignisse) zeigen die eingezeichneten Simulationsdaten keine signifikanten Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern, da hier die Fluktuationen der Ankunftszeitverteilungen in den einzelnen Schauern, die die Trennungsmöglichkeiten letztendlich verursachen, durch das Aufintegrieren vieler Ereignisse verschwinden.

Betrachtet man die Abhängigkeit des Mittelwertes aller gemessenen Zeiten vom Abstand zum Schauerzentrum, erhält man die in Abbildung 7.11 dargestellten Ergebnisse. Die offenen Quadrate zeigen die Mittelwerte der Zeiten von Myonen ( $E > 2 \text{ GeV}$ ). Man erkennt einen leichten Anstieg der Mittelwerte zu größeren Abständen, was hauptsächlich an der größeren Dispersion der Myonscheibe liegt. Vergleicht man diese Werte mit den Mittel-



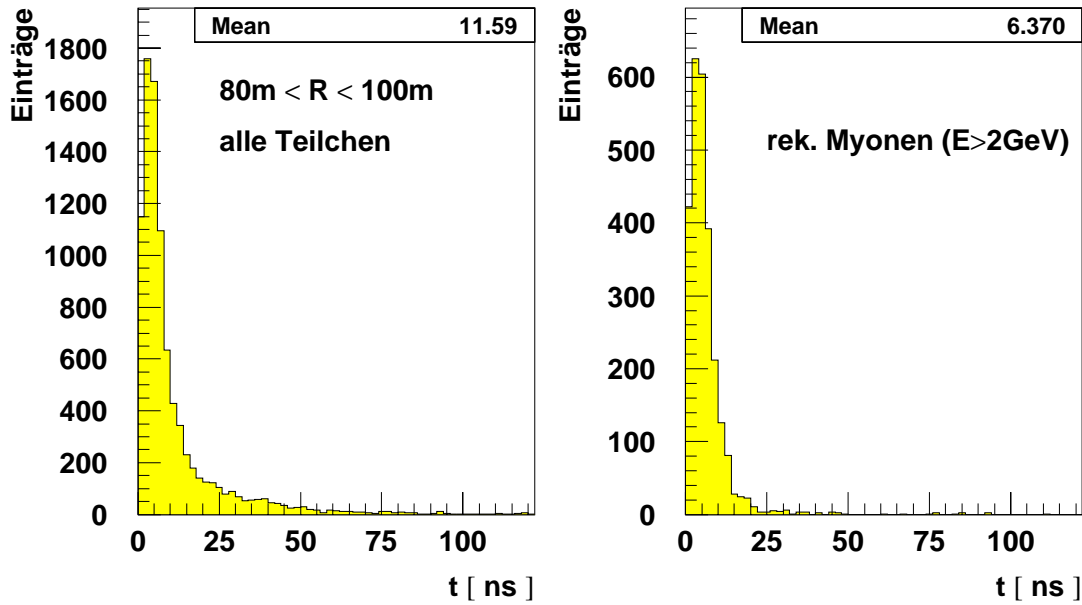


Abbildung 7.9: **Teilchenankunftszeiten im Abstandsbereich von 80–100 m vom Schauerzentrum.** Linkes Bild: alle gemessenen Teilchen; rechtes Bild: mit Triggerebene und MWPC rekonstruierte Myonen

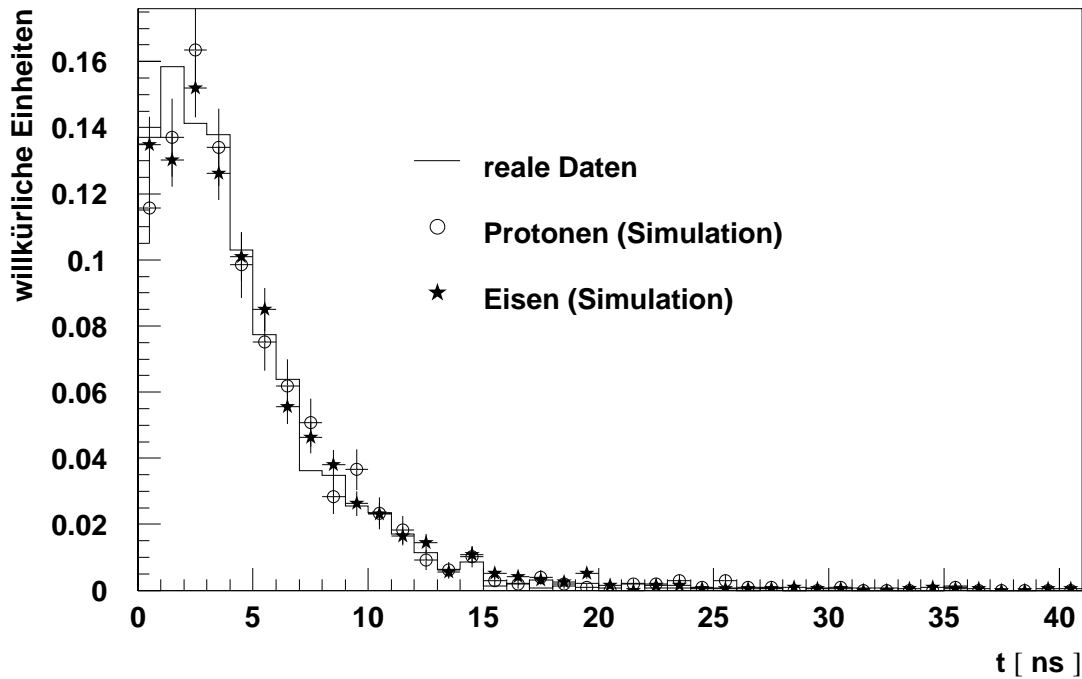


Abbildung 7.10: **Ankunftszeiten von rekonstruierten Myonen.** Vergleich von realen Daten im Abstand von 80–100 m vom Schauerzentrum mit Simulationen von proton- und eiseninduzierten Schauern im Abstand von 90 m vom Schauerzentrum.

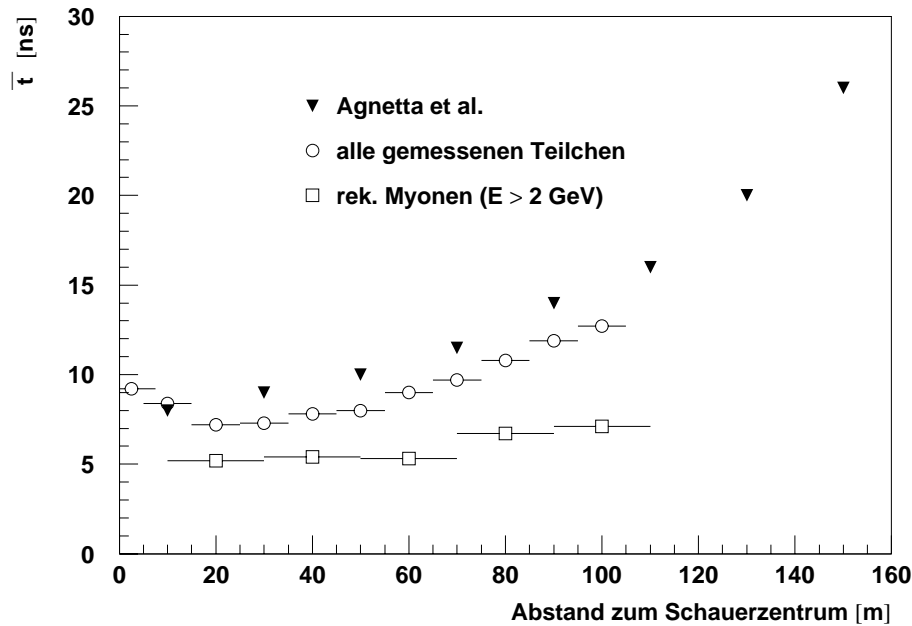


Abbildung 7.11: **Mittlere Ankunftszeiten von Teilchen über dem Abstand vom Schauerzentrum.** Offene Kreise: alle gemessenen Teilchen; offene Quadrate: rekonstruierte Myonen; Dreiecke: Messung von [Agnetta *et al.* 95]

werten der Ankunftszeiten aller Teilchen (offene Kreise) zeigt sich, daß für alle Abstände die Mittelwerte der Zeiten aller Teilchen oberhalb derer der Myonzeiten liegen. Auch hier steigen die Werte, wie erwartet, zu größeren Abständen hin an. Daß die Mittelwerte innerhalb eines Abstands von 20 *m* plötzlich wieder ansteigen, liegt hauptsächlich daran, daß hier der hadronische Anteil des Luftschauers größere Bedeutung gewinnt. Die Teilchen des im Absorbermaterial des Zentraldetektors ausgelösten hadronischen Schauers haben teilweise gegenüber der Schauerfront stärker verzögerte Zeiten, als die Myonen des Luftschauers.

Zum Vergleich sind in der Abbildung Ergebnisse von [Agnetta *et al.* 95] (ausgefüllte Dreiecke) eingezeichnet. Die Messung der Ankunftszeiten erfolgte mit unabgeschirmten RPC-Detektoren. Die Detektoren befinden sich auf einer Anordnung von Streamer-Tubes, die die Identifikation von Myonen, Hadronen und Elektronen ermöglicht, jedoch wurde diese Information in den hier gezeigten Meßergebnissen nicht ausgewertet. Die dargestellten Ankunftszeit-Mittelwerte beinhalten deshalb Zeiten von allen Teilchen. Da sich kein Absorbermaterial oberhalb der RPCs befindet, werden auch sehr niederenergetische Teilchen ausgewertet. Dies erklärt, daß die Meßergebnisse oberhalb der in dieser Arbeit ermittelten Werte liegen. Der Anstieg der Mittelwerte mit dem Abstand zum Schauerzentrum von [Agnetta *et al.* 95] stimmt aber gut mit den hier ermittelten Werten der Zeiten aller gemessener Teilchen überein.

## 7.6 Analyse der Parameter zur Massentrennung

Zur Bestimmung von Ankunftszeitverteilungen und Myonanzahl wurden aus den 454.000 analysierbaren Schauern solche ausgesucht, deren Schauerzentrum in einem Abstand von  $80 - 100 \text{ m}$  vom Zentraldetektor entfernt, und deren Zenitwinkel im Bereich zwischen  $15 - 30^\circ$  liegt. Innerhalb dieses Bereichs stellt man keine Zenitwinkelabhängigkeit von Schauergröße  $\log(N_e)$  und rekonstruierter Myonanzahl fest (siehe Abb. 7.12). Somit ist ein Vergleich mit den bei  $22^\circ$  simulierten Schauern (Kapitel 6) möglich. Durch diese Bedingungen wurden insgesamt 23974 Ereignisse selektiert. Diese teilen sich wie nebenstehend auf die gewählten  $\log(N_e)$ -Bereiche auf:

$\log(N_e)$	Schauer
$<4.5$	3505
$4.50 - 4.85$	7966
$4.85 - 5.20$	7391
$5.20 - 5.55$	3682
$5.55 - 5.90$	1135
$>5.9$	295

Mit diesen Schauern können alle in Kapitel 2.2 dargestellten und mit Simulationen bestimmten Ankunftszeitverteilungen berechnet werden. Als Beispiel für lokale Parameter ist in Abbildung 7.13 die Verteilung des 3. Quartils der Ankunftszeiten für alle analysierten Ereignisse dargestellt. Die Daten wurden hierbei in die 4 vorgestellten  $\log(N_e)$ -Bereiche eingeteilt und die Verteilungen wurden auf die Gesamtanzahl der Einträge normiert. Der wahrscheinlichste Wert für das 3. Quartil liegt im niedrigsten  $\log(N_e)$ -Bereich bei etwa  $5 \text{ ns}$  und steigt auf ca.  $7 \text{ ns}$  beim größten  $\log(N_e)$ -Bereich. Außerdem werden die Verteilungen mit zunehmendem  $\log(N_e)$ -Bereich schmaler. Vergleicht man die experimentellen Werte mit den Simulationsdaten (Kapitel 6, Abbildung 6.13), zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung beider Verteilungen. Auch bei den Simulationen erkennt man, daß die Verteilungen mit zunehmendem  $N_e$  schmaler werden, die wahrscheinlichsten Werte liegen auch hier zwischen  $5 \text{ ns}$  bei kleinem  $N_e$  und  $7 \text{ ns}$  bei großem  $N_e$ .

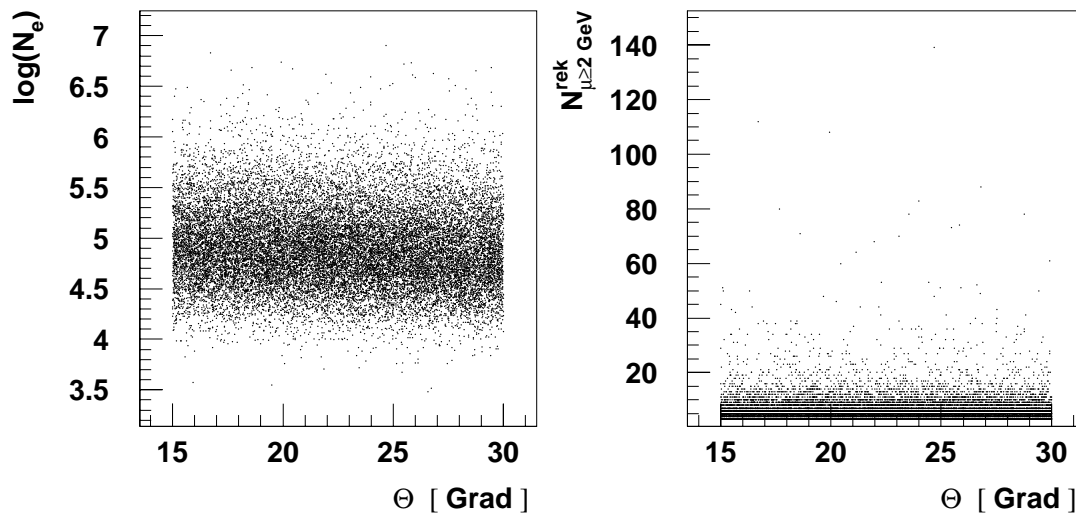


Abbildung 7.12: Winkelabhängigkeit von  $\log(N_e)$  und Myonanzahl.

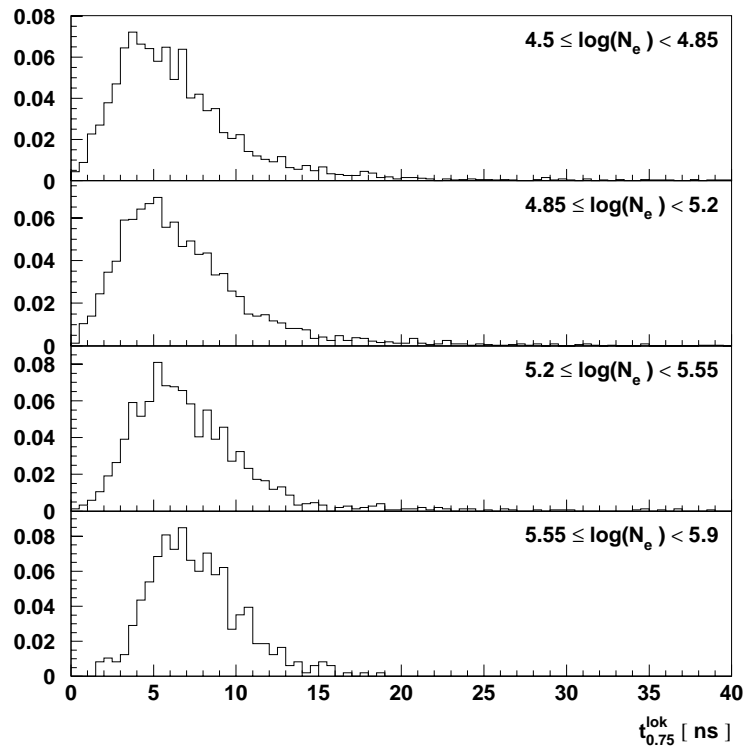


Abbildung 7.13: Lokales 3. Quartil Ankunftszeiten

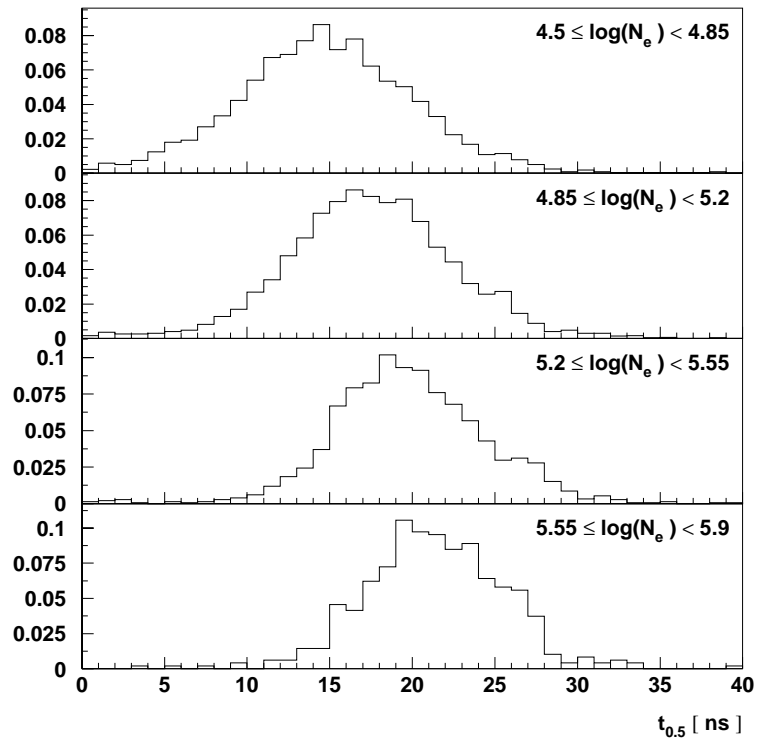


Abbildung 7.14: Median der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten besteht auch bei allen anderen lokalen Parametern der Ankunftszeitverteilungen. Zwar ist anhand der lokalen Parameter alleine keine Trennung der Elementgruppen der kosmischen Strahlung möglich, es zeigt sich aber, daß die experimentellen Daten verstanden sind und sich durch Simulationen reproduzieren lassen.

Der Vergleich zwischen experimentellen Parametern, die bezüglich der Ankunftszeit des Schauerzentrums bestimmt werden, mit den simulierten Werten zeigt größere Unterschiede. Als Beispiel hierfür ist in Abbildung 7.14 die Häufigkeitsverteilung des berechneten Medians der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum dargestellt. Zunächst ist auffällig, daß insbesondere bei kleinem  $N_e$  die Verteilungen sehr breit sind, die Breite nimmt mit steigendem  $N_e$  ab. Der wahrscheinlichste Wert — der hier aufgrund der symmetrischen Verteilung dem Mittelwert entspricht — liegt bei kleinem  $N_e$  bei ca. 14 ns (der Zeitoffset zwischen Array und Triggerebene wurde hier abgezogen) und steigt auf etwa 20 ns an. Vergleicht man das mit den simulierten Werten (Kapitel 6, Abbildung 6.12) zeigt sich zwar, daß der Mittelwert der Verteilungen nahezu übereinstimmt, daß aber die Breite der experimentellen Verteilungen insbesondere bei kleinerem  $N_e$  deutlich größer ist als bei den Simulationen. Der Effekt läßt sich durch die für diese Analysen große Ungenauigkeit beim Abgleich von Array- zu Triggerzeit erklären ( $\sigma = (3.04 \pm 0.03) \text{ ns}$ ), die bei der Simulation nicht berücksichtigt wurde.

Wie sich bei der Auswertung der Simulationsdaten in Kapitel 6 gezeigt hat, ist ein guter Parameter zur Massentrennung die von Triggerebene und Myonkammern rekonstruierte Anzahl der Myonen im Zentraldetektor, deren Energieschwelle bei 2 GeV liegt. Trägt man nun zum Beispiel das lokale 1. Quartil über dieser Myonanzahl auf, erhält man die in Abbildung 7.15 dargestellten Verteilungen. Dargestellt ist hier auf der y-Achse pro Ereignis das berechnete lokale 1. Quartil  $t_{0.25}^{lok}$ , auf der x-Achse die Anzahl der rekonstruierten Myonen, die nicht mit der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert wurde. Die grauen ausgefüllten Kreise stellen dabei die experimentellen Daten dar, die offenen Quadraten entsprechen simulierten Eisen-Schauern, die offenen Dreiecke simulierten Proton-Schauern. Die Lage der Sauerstoff-Schauer stimmt mit der der Eisenschauer nahezu überein, so daß diese Punkte der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet wurden.

In allen 4  $\log(N_e)$ -Bereichen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung von experimentellen und simulierten Daten. Da die Myonzahl bei kleineren Abständen vom Schauerzentrum steigt, und bei den gemessenen Schauern Abstände ab 80 m mitberücksichtigt wurden, treten in den Daten teilweise größere Myonzahlen auf als in den Simulationen. Bei sehr kleiner Myonanzahl sind Ausläufer von großen  $t_{0.25}^{lok}$  zu erkennen, die sich auch in der Simulation so zeigen. Insbesondere in den beiden größeren  $\log(N_e)$ -Bereichen ist bei den Simulationen eine gute Trennung zwischen Proton- und Eisenschauern erkennbar, was eine erste Abschätzung des Verhältnisses von schweren zu leichten Kernen ermöglicht.

In Abbildung 7.16 wurde das lokale 3. Quartil über der Myonanzahl pro Schauer aufgetragen. Auch hier decken sich die Simulationen sehr gut mit den experimentellen Daten, und eine Trennung zwischen schweren und leichten Kernen ist aufgrund der Myonanzahl möglich.

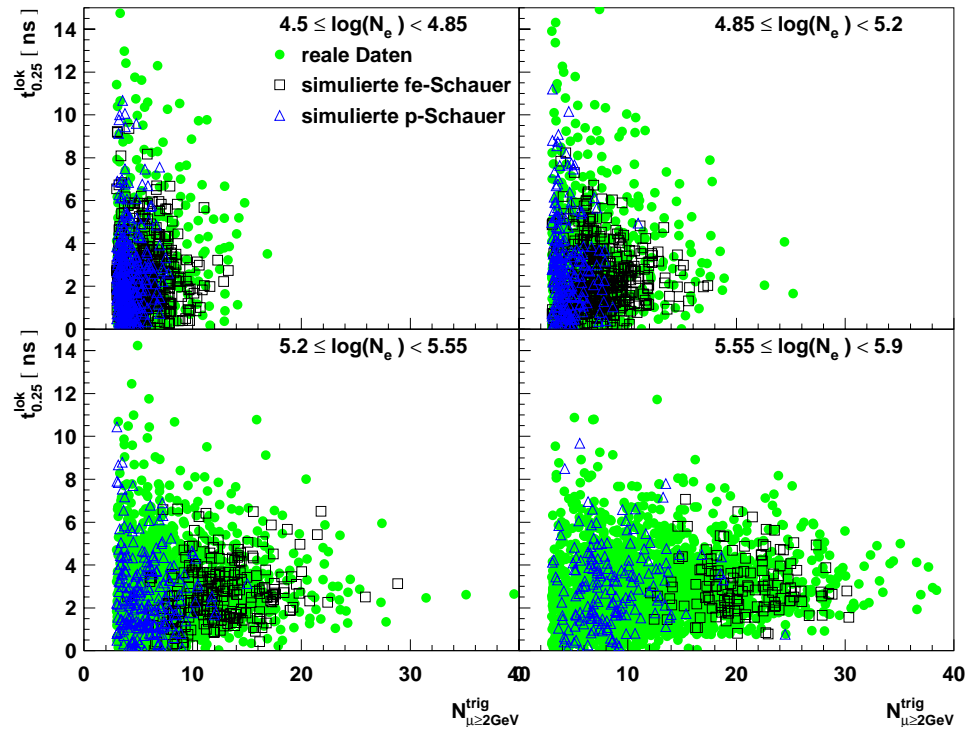


Abbildung 7.15: Lokales 1. Quartil der Ankunftszeiten über der Anzahl der rekonstruierten Myonen in der Triggerebene

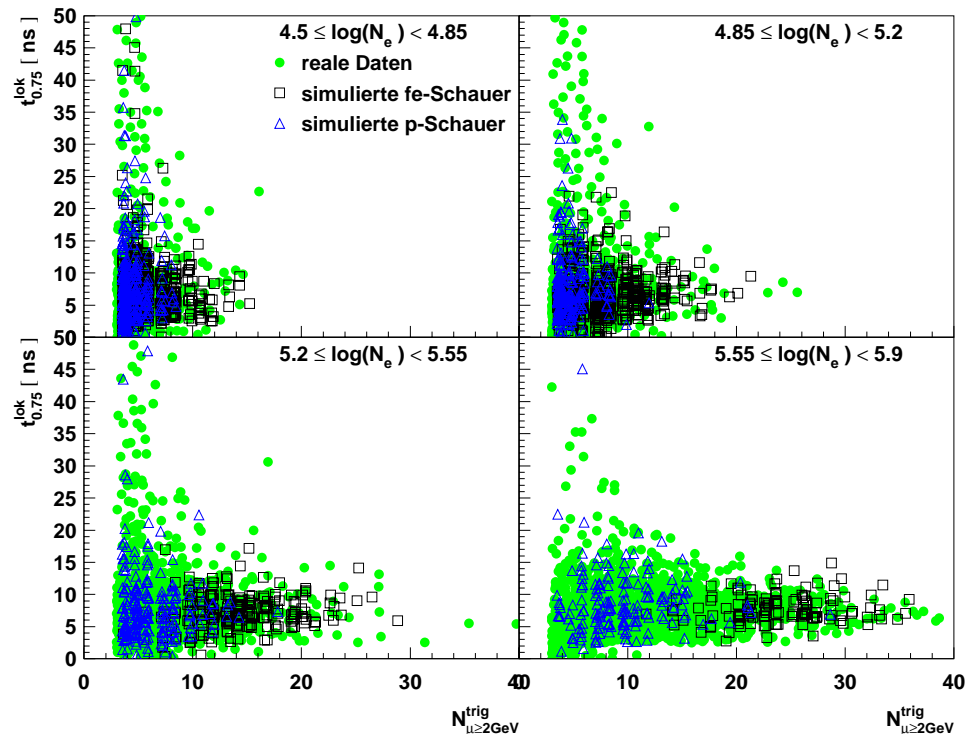


Abbildung 7.16: Lokales 3. Quartil der Ankunftszeiten über der Anzahl der rekonstruierten Myonen in der Triggerebene

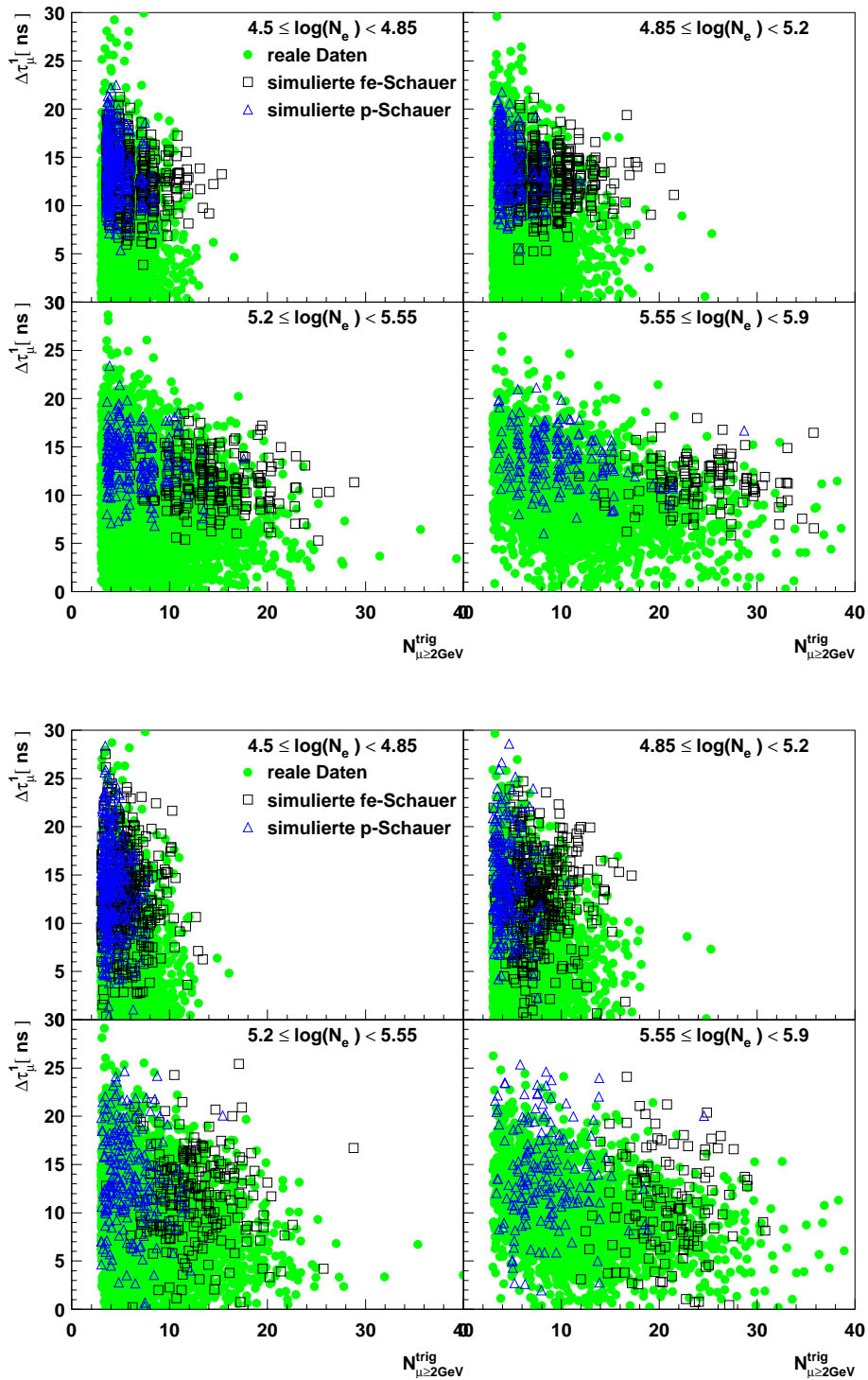


Abbildung 7.17: Ankunftszeit des 1. Myons im Detektor bzgl. Schauerzentrum über Anzahl der rekonstruierten Myonen in der Triggerebene. Oberes Bild: simulierte Ankunftszeiten, wie in Kapitel 6.3.2 dargestellt; unteres Bild: simulierte Ankunftszeiten wurden mit einer Gaußverteilung der Breite  $4 \text{ ns}$  gefaltet.

Im Gegensatz zu den lokalen Parametern weichen solche, die bezüglich des Schauerzentrums berechnet wurden, bei den experimentellen Daten von den Simulationen ab. Am deutlichsten zeigt sich dies, wenn man die Zeit des ersten Myons im Trigger  $\Delta\tau_\mu^1$  betrachtet, was im oberen Bild von Abbildung 7.17 dargestellt ist. Insbesondere bei niedrigerem  $\log(N_e)$  weisen die experimentellen Daten eine wesentlich größere Streuung in  $\Delta\tau_\mu^1$  auf als von den Simulationen erwartet.

Da vermutet wird, daß die große Streuung durch die Ungenauigkeit im Trigger-Array-Abgleich zustande kommt, wurden die Simulations-Zeitdaten durch eine Gaußverteilung der Breite  $\sigma = 4 \text{ ns}$  verbreitert. Das Ergebnis hiervon ist im unteren Bild dargestellt. Bei großem  $\log(N_e)$  decken sich die Simulationen nun annähernd gut mit den Daten. Für die beiden niedrigeren  $\log(N_e)$ -Bereiche ist die Verbreiterung der Simulationen etwas zu klein. Außerdem sind die Daten etwas zu kleineren Zeiten verschoben. Dies läßt sich damit erklären, daß die Genauigkeit des Trigger-Array-Zeitabgleich mit größerem  $N_e$  besser wird, da die Schauerfluktuationen mit größerer Teilchenanzahl geringer werden.

Die hier vorgestellten Ergebnisse haben gezeigt, daß für lokale Parameter der Ankunftszeitverteilungen die experimentellen Daten sehr gut mit den Simulationsdaten übereinstimmen. Für  $\log(N_e) > 5.2$  ist aufgrund der Separation der Proton- und Eisenverteilungen eine Abschätzung des Verhältnisses von schweren zu leichten Kernen pro  $\log(N_e)$ -Bereich möglich, was im nächsten Kapitel untersucht wird. Für globale Parameter muß eine Verbesserung der Bestimmung der Ankunftszeit des Schauerzentrums angestrebt werden.

## 7.7 Bayes-Analyse der Daten

Für eine erste quantitative Aussage über den Anteil von schweren und leichten Elementen wurde mit den hier dargestellten Daten eine Analyse nach der Bayes'schen Methode durchgeführt (vgl. Abschnitt 6.4). Hierfür wurde auf die durch die Simulationen bestimmten Klassifikationswahrscheinlichkeiten zurückgegriffen. Sie wurden durch die Wahl der drei Parameter Myonanzahl im Zentraldetektor, 1. lokales Quartil und 3. lokales Quartil mit Hilfe der Trainings-Samples berechnet. Folgendes Verhältnis von leichten ( $X \rightarrow p$ ) zu schweren ( $X \rightarrow \text{Fe}$ ) Kernen wurde ermittelt:

$\log(N_e)$	$X \rightarrow \text{Fe}$	$X \rightarrow p$	$F(\text{Fe} \rightarrow p)$	$F(p \rightarrow \text{Fe})$
4.50 – 4.85	0.08	0.94	0.91	0.06
4.85 – 5.20	0.81	0.19	0.10	0.60
5.20 – 5.55	0.44	0.56	0.07	0.16
5.55 – 5.90	0.38	0.62	0.04	0.03

Zu berücksichtigen sind hier jedoch noch die Fehler 1. und 2. Ordnung durch die Mißklassifikation von Ereignissen. Die durch die Trainingsdatensätze ermittelten Werte (siehe Kapitel 6.4) sind hier nochmals aufgeführt.  $F(\text{Fe} \rightarrow p)$  entspricht dabei der Wahrscheinlichkeit einen eiseninduzierten Schauer als protoninduzierten zu klassifizieren. Dies ergibt den Fehler 1. Ordnung bei der Ermittlung des Eisenanteils, bzw. den Fehler 2. Ordnung



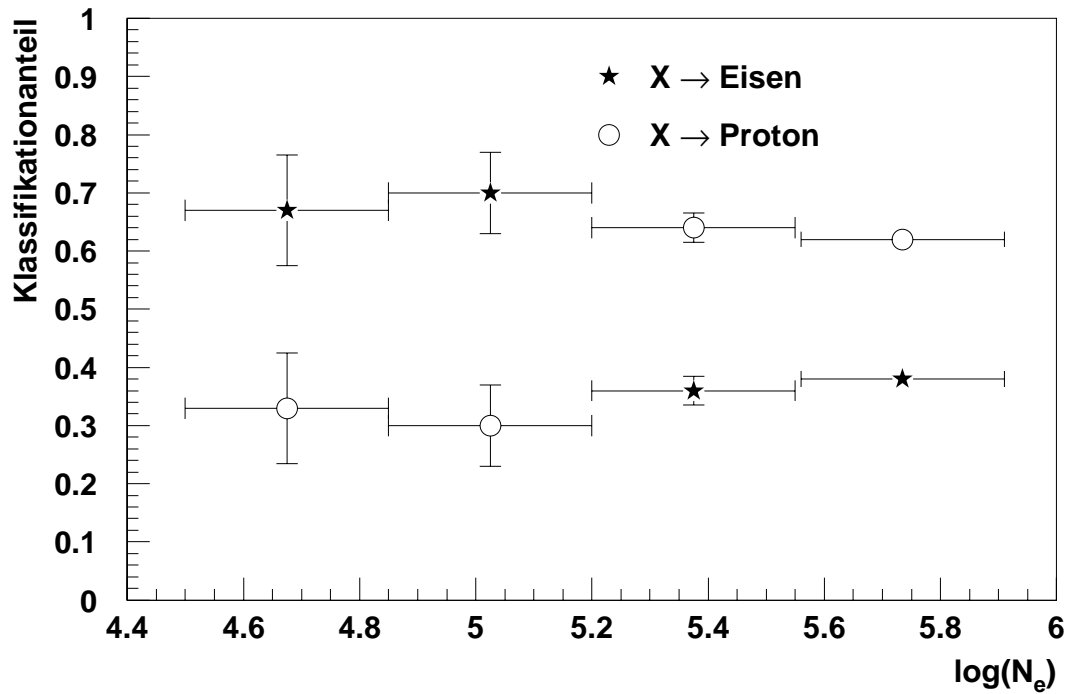


Abbildung 7.18: **Klassifikation der Daten mit der Bayes'schen Methode.** Die Fehlerbalken in  $y$ -Richtung entsprechen den Bayes-Fehlern der Klassifikation.

bei der Ermittlung des Protonanteils in den analysierten Daten.  $F(p \rightarrow Fe)$  ist die Wahrscheinlichkeit einen protoninduzierten Schauer als eiseninduzierten zu klassifizieren. Korrigiert man die bestimmten Proton- und Eisenanteile  $X \rightarrow p$  und  $X \rightarrow Fe$  mit den Fehlern 1. und 2. Ordnung, erhält man folgende Werte:

$\log(N_e)$	$(X \rightarrow Fe)_{corr}$	$(X \rightarrow p)_{corr}$	Bayes-Fehler
4.50 – 4.85	0.67	0.33	0.19
4.85 – 5.20	0.70	0.30	0.14
5.20 – 5.55	0.36	0.64	0.05
5.55 – 5.90	0.38	0.62	0.03

Der in der vierten Spalte aufgeführte Bayes-Fehler entspricht einer Irrtumswahrscheinlichkeit bei der Klassifikation der Schauer. Er wurde in Kapitel 6.4 mit Hilfe der Trainings-Datensätze bestimmt. Dieses Ergebnis spiegelt nicht direkt die Komposition der kosmischen Strahlung wider, sondern lediglich das Verhältnis von leichten zu schweren Kernen in den analysierten Schauern. Dabei ist zu berücksichtigen, daß im gleichen  $\log(N_e)$ -Bereich die Energie des Primärteilchens bei eiseninduzierten Schauern ca. um den Faktor 2–4 Größer ist, als bei protoninduzierten. Dies bedeutet einen größeren Fluß der Protonen im jeweiligen  $\log(N_e)$ -Bereich. Bei den kursiv dargestellten Ergebnissen der unteren beiden  $\log(N_e)$ -Bereiche wirkt sich zusätzlich die Effizienz der Schauerrekonstruktion pro Energie und Masse des Primärteilchens aus. Sie ist bei Protonen kleiner als bei Eisenschauern

gleicher Energie, da in protoninduzierten Schauern generell weniger Myonen nachgewiesen werden als bei eiseninduzierten. Das gilt insbesondere bei größeren Abständen zum Schauerzentrum. Da außerdem die Protonen im gleichen  $\log(N_e)$ -Bereich wesentlich niedere energetischer sind als die Eisenkerne, ist der Anteil der rekonstruierten Schauer in den beiden niederen  $\log(N_e)$ -Bereichen für protoninduzierte Schauer wesentlich geringer als für eiseninduzierte (die Effizienzen der Rekonstruktion von Schauern in Abhängigkeit ihrer Energie zeigt Abbildung 6.10 in Kapitel 6.3). Die Erhöhung des Anteils der schweren Komponente in den beiden niedrigen  $\log(N_e)$ -Bereichen hat demnach keine physikalischen Ursachen, sondern ist ausschließlich durch die Art der Analyse und die Detektoreffizienzen bedingt.

Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß mittelschwere Kerne sich im Verhältnis 1:2, 1:3 bzw. 1:4 auf die bestimmte leicht/schwer-Wahrscheinlichkeit verteilen. In den oberen beiden  $\log(N_e)$ -Bereichen ist das Verhältnis von leichten zu schweren Kernen annähernd konstant. Eine leichte Erhöhung des schweren Anteils um 2 % läßt sich auf den leicht erhöhten Sauerstoffanteil in der schweren Komponente zurückführen. Somit läßt sich keine signifikante Änderung der Massenzusammensetzung der analysierten Daten im  $\log(N_e)$ -Bereich zwischen 5.2 und 5.9 feststellen.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Der Zentraldetektor des KASCADE-Experiments verfügt über eine schnelle, segmentierte Triggerebene aus 456 Szintillationsdetektoren, die die Messung von Multiplizitäts- und Ankunftszeitverteilungen von Teilchen aus ausgedehnten Luftschauern ermöglicht. Die Triggerdetektoren sind in 19 Reihen zu je 24 Detektoren auf einer Fläche von insgesamt  $20 \times 16 \text{ m}^2$  aufgebaut und befinden sich in der 3. Lage des Hadronkalorimeters des Zentraldetektors. Die effektive Flächenbelegung beträgt 65 %. Die Zeitauflösung der Detektoren, inklusive Ausleseelektronik, beträgt  $1.8 \text{ ns}$

Mit Hilfe der Vieldraht-Proportionalkammern unterhalb des Hadron-Kalorimeters können Ort und Richtung von Myonen mit einer Energieschwelle von  $2 \text{ GeV}$  nachgewiesen und mit den gemessenen Teilchen in der Triggerebene korreliert werden. Die Ankunftszeitverteilungen und Multiplizitäten der Myonen pro Luftschauer werden analysiert.

Schauerrichtung, Ort und Ankunftszeit des Schauerzentrums, sowie die Schauergröße werden vom KASCADE-Array ermittelt. Dies erlaubt die Eingruppierung der analysierbaren Schauer in Radius-, Richtungs- und Schauergrößen-Bereiche.

Mit Simulationen von Proton-, Eisen- und Sauerstoffschauern wurde geprüft, ob die Ankunftszeitverteilungen von Myonen Informationen über die Art des Primärteilchens liefern können. Die Schauer hatten dabei einen Einfallswinkel von  $22^\circ$  und wurden die unter Berücksichtigung des Energiespektrums in vier äquidistante  $\log(N_e)$ -Bereiche eingeteilt. Die Ankunftszeit- und Multiplizitätsverteilungen der mit der Triggerebene bestimmbaren Myonen im Abstand von  $(90 \pm 2) \text{ m}$  zum Schauerzentrum wurden bestimmt.

Es wurden Parameter ermittelt, die sich eignen Ankunftszeitverteilungen zu beschreiben, und zwar sowohl lokale Parameter, die Zeitverteilungen in Bezug auf das erste in der Triggerebene gemessenen Teilchen bestimmen, als auch globale Parameter, die die Zeitverteilungen in Bezug auf die Ankunftszeit des Schauerzentrums bestimmen.

Die Auswertung der CORSIKA-Simulationen ohne Berücksichtigung der Detektoreigenschaften hat gezeigt, daß die Anzahl der mit Triggerebene und Vieldraht-Proportionalkammern rekonstruierten Myonen einen sehr guten Parameter zur Massentrennung darstellt, wenn man eine Klassifikation in "leichte" Primärteilchen, repräsentiert durch Protonen und "schwere" Primärteilchen, repräsentiert durch Eisenkerne vornimmt. Mittelschwere Kerne, wie zum Beispiel Sauerstoff, verhalten sich ähnlich wie Eisen, so daß sich ihre Multiplizitätsverteilungen mit denen der Eisenschauer überlappen. Die Auswertung

der Ankunftszeitverteilungen zeigt in allen ausgewählten Parametern einen deutlichen Unterschied zwischen Proton- und Eisenschauern, insbesondere bei globalen Parametern. Hier zeigt sich eine starke Überlappung der Verteilungen von Sauerstoffschauern mit denen von Eisenschauern.

Aufgrund der Zeitauflösung der Triggerdetektoren, als auch der Ungenauigkeit in der Bestimmung der Richtung und des Schauerzentrums durch das Array, verbreitern sich die berechneten Ankunftszeitverteilungen erheblich, so daß man in den meisten Fällen einen starken Überlapp der Zeitverteilungen von proton- und eiseninduzierten Schauern feststellen muß. Die Multiplizitätsverteilungen der nachgewiesenen Myonen sind weiterhin ein guter Parameter zur Massentrennung von schweren und leichten Primärteilchen.

Um quantitative Aussagen über die Eignung von Parametern zur Massentrennung treffen zu können, wurde eine Analyse mit der Bayes'schen Methode durchgeführt. Als Parameter wurde die Anzahl der Myonen, das lokale 1. Quartil und das lokale 3. Quartil ausgewählt. Betrachtet man reine CORSIKA-Simulationen — ohne Detektoreigenschaften — findet man, daß ab  $\log(N_e) = 4.85$  sowohl Protonen- als auch Eisen-Schauer zu mehr als 97 % richtig klassifiziert werden. Der Bayes-Fehler liegt dabei unter 0.01. Bei der Analyse von Simulationen, die die Detektoreigenschaften berücksichtigen findet man, daß ab  $\log(N_e) = 4.85$  mehr als 90 % der Eisenschauer richtig klassifiziert werden und ab  $\log(N_e) = 4.85$  mehr als 84 % der Protonschauer. Dabei zeigt sich generell, daß sich Eisenschauer aufgrund ihrer geringeren Fluktuationen besser klassifizieren lassen, als Protonschauer.

Aus der Meßzeit von 30. Oktober bis 31. Dezember 1996, konnten aus 7.6 Millionen Ereignissen 454.010 selektiert werden, die sowohl von Triggerebene, als auch Vieldraht-Proportionalkammern und Array analysiert werden konnten. Berechnet man aus den gemessenen Ankunftszeitverteilungen der Triggerebene eine Ebene, kann durch den Normalenvektor der Ebene die Schauerrichtung bestimmt werden. Gemittelt über alle Abstände des Schauerzentrums von der Triggerebene, und alle Schauergrößen, findet man durch den Vergleich mit der vom Array rekonstruierten Schauerrichtung eine Winkelauflösung von lediglich  $\sigma_{68\%} = (8.0 \pm 0.5)^\circ$ . Dies hängt einerseits bei größeren Abständen vom Schauerzentrum mit der Krümmung der Schauerscheibe zusammen, andererseits aber auch mit den großen Fluktuationen in den Ankunftszeiten, insbesondere wenn nur wenige Myonen gemessen werden.

Bestimmt man für jede gemessene Zeit, den zeitlichen Abstand von der berechneten Schauererebene, ist es möglich, den Zeitoffset einzelner Detektoren zueinander zu bestimmen. Die Streuung der Offsets liegt bei  $(0.34 \pm 0.01) ns$ . Dies bedeutet, daß die Detektoren sehr gut aufeinander abgestimmt sind und Fehler durch die Zeitoffsets nahezu vernachlässigbar sind.

Der experimentell bestimmte Zeitoffset zwischen Array und Triggerebene liegt bei  $507.6 ns$ . Die Breite der Verteilung, die die Zeitauflösung des Systems Array – Trigger bestimmt, beträgt  $\sigma = 3.04 ns$ . Dieser Wert führt zu sehr großen Verschmierungen bei der Bestimmung der “globalen” Ankunftszeitverteilungen. Um diese Parameter analysieren zu können, muß diese Unsicherheit verkleinert werden.

Weiterhin hat sich gezeigt, daß die Rekonstruktion des Schauers durch das Array sehr

großen Fehlern unterworfen wird, sobald sich das Schauerzentrum außerhalb der Array-Fläche befindet. Dies bedeutet, daß derzeit nur Schauer mit maximal 100  $m$  Abstand des Schauerzentrums vom Zentraldetektor mit hinreichender Genauigkeit analysiert werden können.

Betrachtet man solche Schauer, deren Schauerzentrum im Abstand von 80 – 100  $m$  vom Zentraldetektor und deren Zenitwinkel zwischen 15 und 30° liegt — dies sind insgesamt 23974 Ereignisse — zeigt sich, daß die Multiplizitätsverteilungen und alle lokalen Parameter der Ankunftszeitverteilungen eine sehr gute Übereinstimmung mit den durchgeführten Simulationen zeigen. Bei den globalen Parametern jedoch ist die Streuung der Ankunftszeitverteilungen wesentlich breiter als bei den Simulationen, was sich auf die Ungenauigkeit im Array-Trigger-Abgleich zurückführen läßt.

Mit Hilfe der Bayes'schen Methode und der simulierten Trainings-Datensätze konnte eine Klassifizierung der realen Daten in eiseninduzierte und protoninduzierte Schauer vorgenommen werden. Diese gibt das Verhältnis der leichten zur schweren Komponente in dem ausgewählten Datensatz pro  $\log(N_e)$ -Bereich an. Im  $\log(N_e)$ -Bereich von 5.2 – 5.9 ist das Verhältnis von leichten zu schweren Kernen annähernd konstant. Der Anteil von leichten Kernen beträgt  $(64 \pm 5)$  % bzw.  $(62 \pm 3)$  %.

Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen, daß Multiplizitätsverteilungen von Myonen zur Massentrennung des Primärteilchens beitragen können. Um auch Ankunftszeitverteilungen dafür zu nutzen, müssen folgende Faktoren verbessert werden. Der Abstand zum Schauerzentrum sollte zwischen 150 und 200  $m$  betragen, da erst ab dieser Distanz die Unterschiede in den Zeitverteilungen signifikant werden. Größere Abstände dagegen eignen sich in diesem Energiebereich nicht, da dort die Anzahl der Myonen zu klein wird. Bei dieser Distanz liegt aber das Schauerzentrum außerhalb des Arrays, so daß die Analysen nur durchgeführt werden können, wenn gewährleistet ist, daß auch dann die Schauerrekonstruktion mit hinreichender Genauigkeit durchgeführt werden kann.

Der Median aller in die Schauerebene transformierten Zeiten eignet sich nicht mehr zur Bestimmung der Ankunftszeit des Schauerzentrums, sobald dieses außerhalb des Arrays liegt. Hier müßten Verfahren angewendet werden, die diese Zeit extrapolieren können.

Mit Hilfe einer größeren Anzahl von Simulationen sollte es möglich sein, den zu analysierenden Bereich auf mehrere Radiusbereiche und den Zenitwinkelbereich von 0 bis 45° auszudehnen. Da KASCADE nun zu einem kontinuierlichen Meßbetrieb übergegangen ist, sind bald eine genügend große Anzahl von Daten vorhanden, um experimentell Faktoren zu untersuchen, die die Schauerentwicklung in der Atmosphäre beeinflussen und sich damit auf die Ankunftszeit- und Multiplizitätsverteilungen auswirken können, wie zum Beispiel Luftdruck, Luftschichtung oder Temperatur.

*Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich, daß er diese Arbeit am Institut für Kernphysik III des Forschungszentrums Karlsruhe im Rahmen des KASCADE-Experimentes ermöglicht und durch sein stetiges Interesse gefördert hat.*

*Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Anregung zum Thema und für seine persönliche Unterstützung und Förderung meiner Arbeit.*

*Herrn Dr. G. Völker danke ich für die große Unterstützung während der Anfangsphase*

der Arbeit und die Einführung in die Analyse von Ankunftszeitverteilungen.

Herrn Dr. H. J. Mathes und Herrn Dipl.–Phys. U. Raidt danke ich für ihr großes Engagement bei der Inbetriebnahme der Datennahme und Elektronik.

Herrn Dr. A. Haungs und Herrn Dr. J. Wentz möchte ich für ihre physikalische Begleitung, ihre hilfreichen Anregungen und ihre kritischen Anmerkungen in allen Phasen der Arbeit recht herzlich danken.

Herrn Dipl.–Phys. M. Roth danke ich für die Einführung in die Analyse mit den Bayes'schen Klassifizierungsmethoden.

Herrn cand. phys. H. Leibrock und Herrn Dipl.–Phys. R. Glasstetter möchte ich für die Zusammenarbeit bei der Auswertung zusätzlicher Detektorkomponenten danken.

Herrn A. Hanser, Herrn V. Masuch und Herrn cand. phys. F. Fessler danke ich für die engagierte Hilfe bei der Installation und Inbetriebnahme der Triggerebene, sowie deren Wartung während der gesamten Meßzeit.

Herrn Dipl.–Math. J. Oehlschläger danke ich für die Zurverfügungstellung der CORSIKA-Simulationen.

Herrn Dr. T. Thouw danke ich für seine vielfältigen, wertvollen Denkanstöße.

Ganz großen Dank schulde ich meiner Mutter und meinem Freund Volker für ihre Motivation und Unterstützung.

# Anhang A

## Definition der Quartile

Median, 1. Quartil und 3. Quartil sind definiert durch die empirischen Quantile  $\tilde{x}_\alpha$ :

**Median:**  $\tilde{x}_{0,50} = 50\%$  – Quantil

**1. Quartil :**  $\tilde{x}_{0,25} = 25\%$  – Quantil

**3. Quartil :**  $\tilde{x}_{0,75} = 75\%$  – Quantil

Ist eine Stichprobe  $x_1, \dots, x_n$  gegeben, so gilt: das  $\alpha$ -Quantil  $\tilde{x}_\alpha$  ist ein Wert bei dem  $\alpha \cdot 100\%$  der Stichprobeneinheiten, Werte  $\leq \tilde{x}_\alpha$  haben. Eine mögliche exakte Definition ist hierbei [Hartung 93]:

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

$$\tilde{x}_\alpha = \begin{cases} x_{(k)} & , \text{ falls } n \cdot \alpha \text{ keine ganze Zahl ist} \\ (x_{(k)} + x_{(k+1)})/2 & , \text{ falls } n \cdot \alpha \text{ eine ganze Zahl ist.} \end{cases}$$

# Anhang B

## KRETA — Triggerprozessor

Die mit dem Triggerprozessor analysierten Daten der Triggerebene werden während des Programmdurchlaufs in der Arbeitsbank WTJ abgespeichert, auf die über Link 6 der KRETA-Arbeitsbank zugegriffen werden kann. Nach Beendigung des Programmdurchlaufs wird die Arbeitsbank WTJ in die Trigger-Ergebnisbank DRT umkopiert. Die Trigger-Arbeitsbank verfügt über weitere Unterbänke. Die Linkstruktur von WTJ bzw. DRT ist in Abbildung B.1 dargestellt. WTJ selbst enthält 23 Worte. Der Inhalt der Bank ist auf der nächsten Seite dargestellt. Ein Flußdiagramm der Trigger-Routinen zeigt Abbildung B.2.

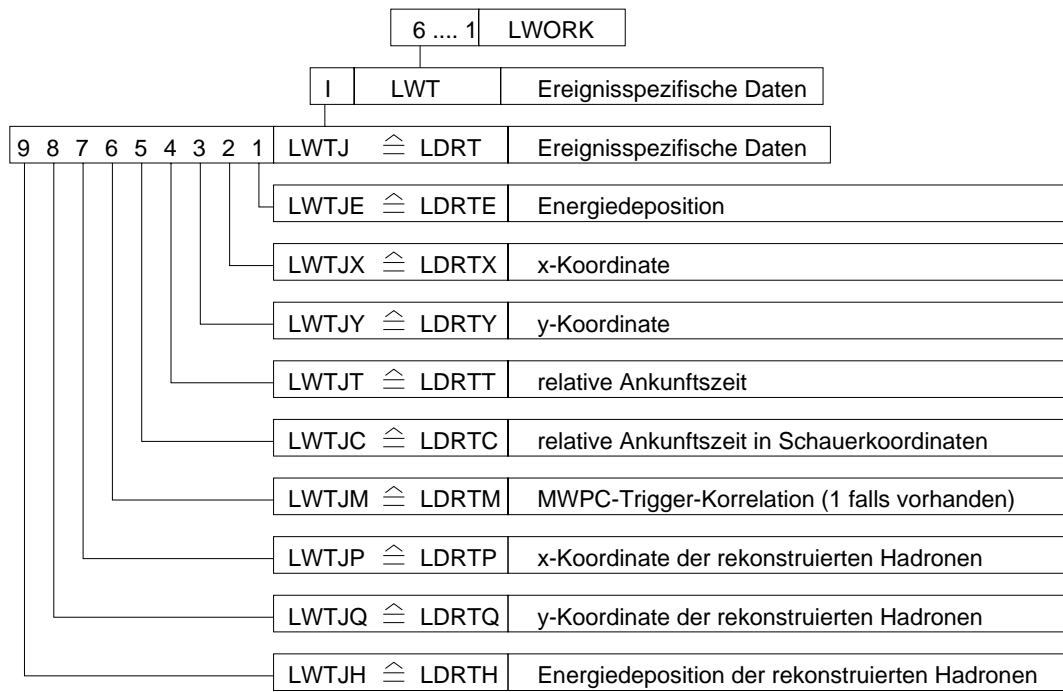
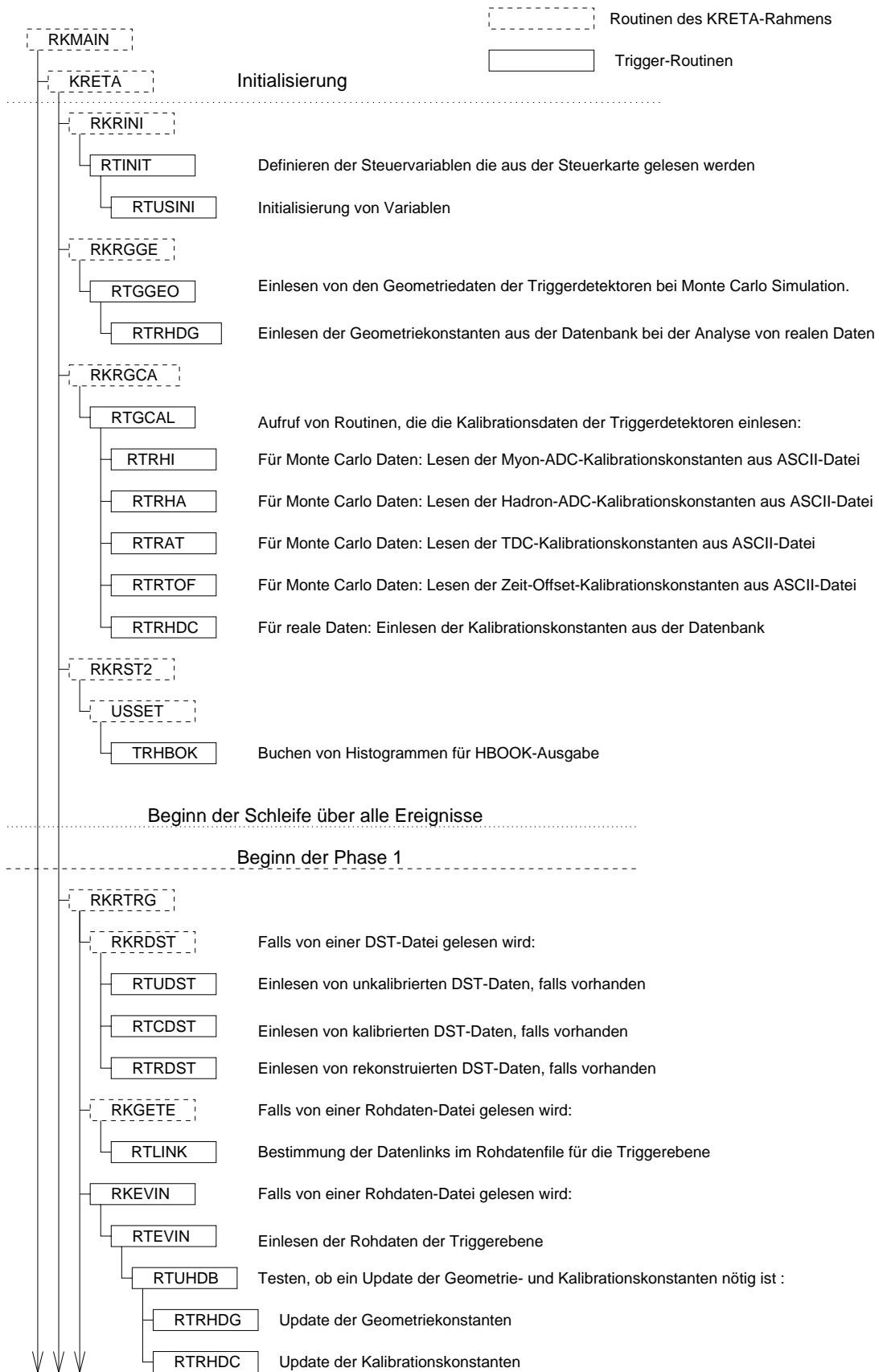


Abbildung B.1: Struktur der Trigger-Arbeitsbank, bzw. der Trigger-DST-Ergebnisbank



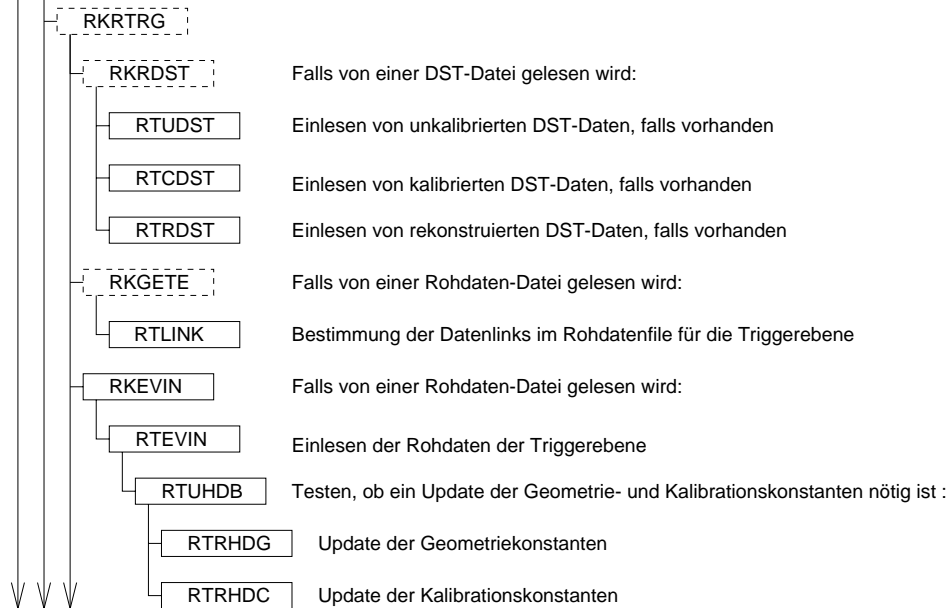
## Inhalt der WTJ-, bzw. DRT-Bank

1. Anzahl der Detektoren, mit einer Energiedeposition  $>$  Myonschwelle
2. Anzahl der rekonstruierten Hadronen
3. Anzahl der MWPC-Trigger korrelierten Myonen
4. Energiesumme aller Detektoren in der Triggerebene
5. x-Koordinate des bestimmten Schauerzentrums in der Triggerebene
6. y-Koordinate des bestimmten Schauerzentrums in der Triggerebene
7. Kleinste gemessene relative Ankunftszeit
8. Kleinste gemessene relative Ankunftszeit in Schauerkoordinaten
9. Lokale mittlere Ankunftszeit  $\Delta\tau^{lok}$
10. Lokaler RMS der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum
11. Lokaler Median der Ankunftszeiten  $t_{0,5}^{lok}$
12. Lokales 1. Quartil  $t_{0,25}^{lok}$
13. Lokales 3. Quartil  $t_{0,75}^{lok}$
14. Mittelwert der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum  $\Delta\tau$
15. RMS der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum
16. Median der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum  $t_{0,5}$
17. 1. Quartil der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum  $t_{0,25}$
18. 3. Quartil der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum  $t_{0,75}$
19. Ankunftszeit des ersten Myons im Trigger bzgl. Schauerzentrum  $\Delta\tau_{\mu}^1$
20. Ankunftszeit des letzten Myons  $\Delta\tau_{last}$
21. Zenitwinkel, von der Triggerebene bestimmt
22. Azimutwinkel, von der Triggerebene bestimmt
23. Anzahl der Detektoren mit Energien oberhalb der Hadronschwelle



**Beginn der Schleife über alle Ereignisse**

**Beginn der Phase 1**



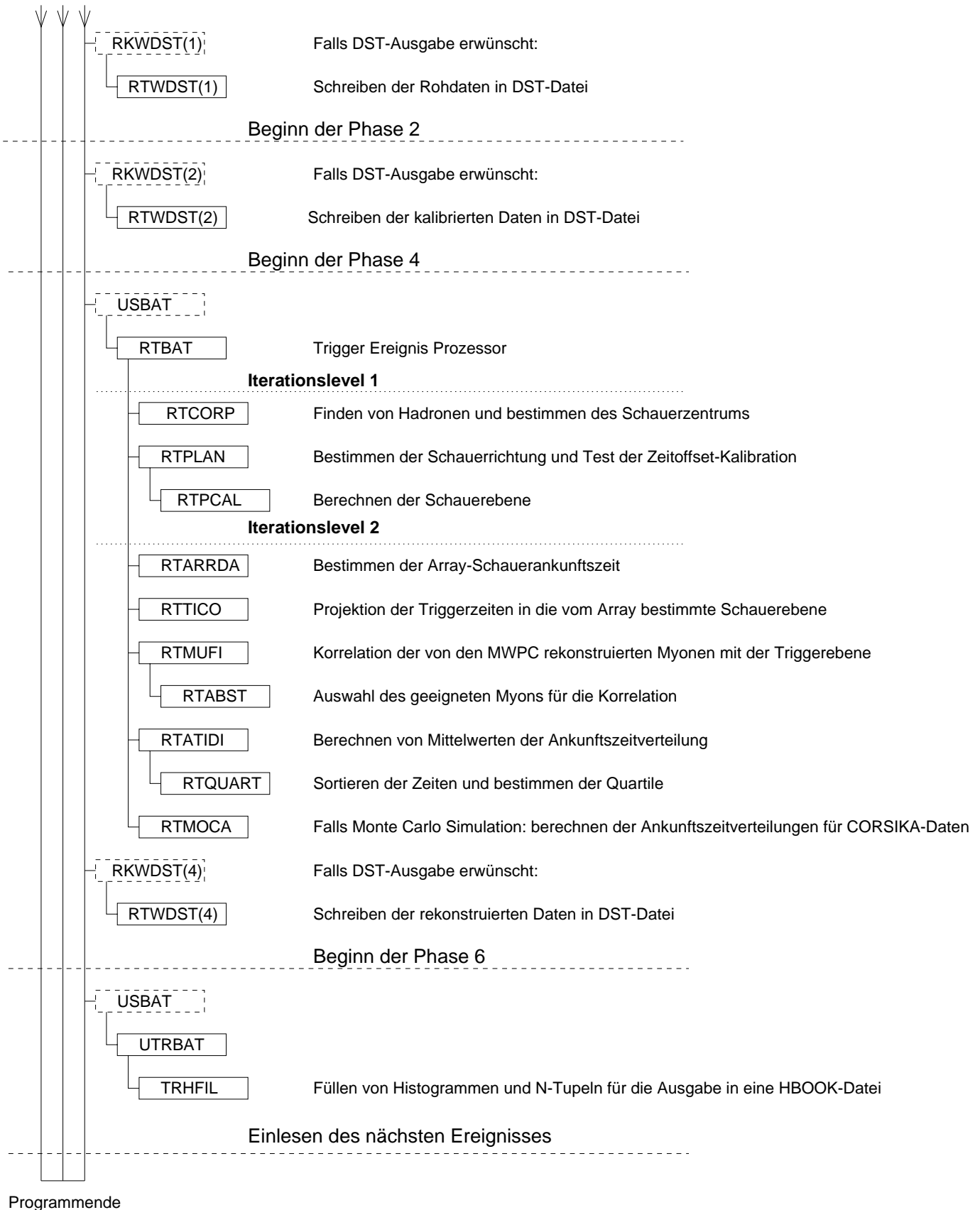


Abbildung B.2: **Flußdiagramm der Trigger-Routinen in KRETA.** Gestrichelte Kästchen entsprechen den Routinen des KRETA-Rahmens. Eingezeichnet wurden nur solche Rahmen-Routinen, die Trigger-Routinen aufrufen.

# Anhang C

## Weitere Parameter zur Bestimmung von Ankunftszeitverteilungen

### C.1 CORSIKA-Daten

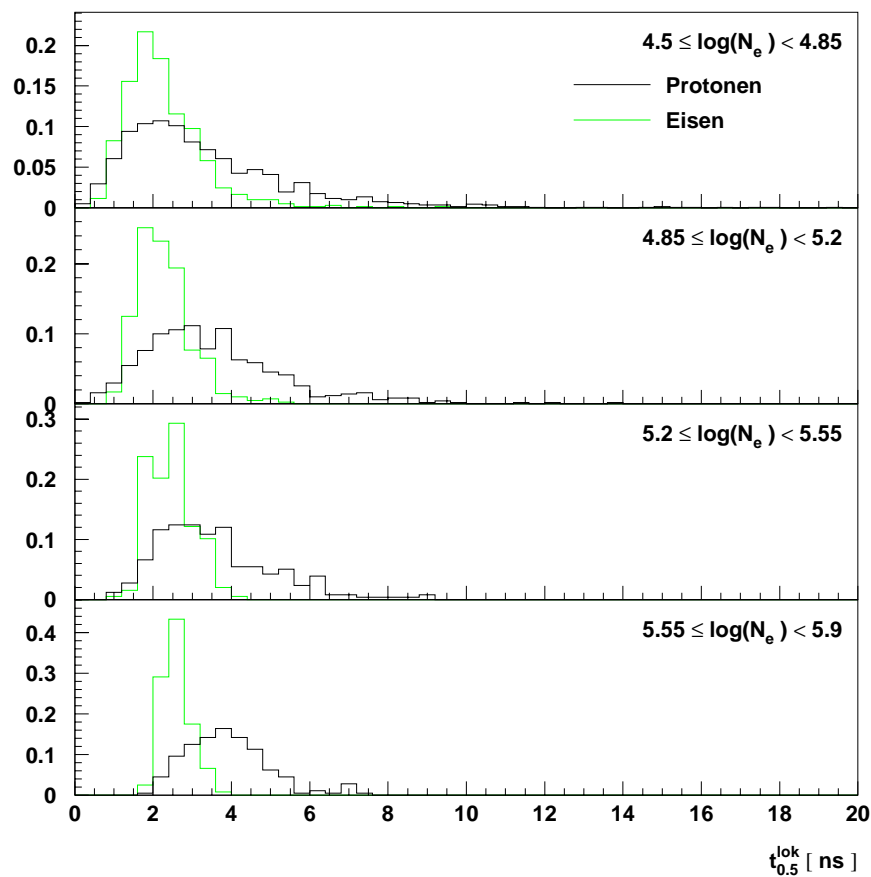


Abbildung C.1: Lokaler Median der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

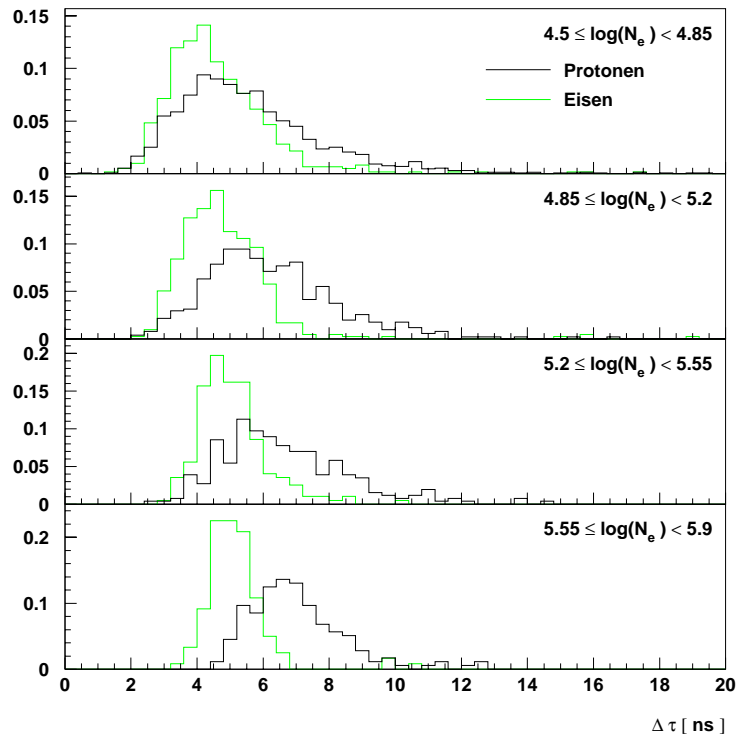


Abbildung C.2: Mittelwerte der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

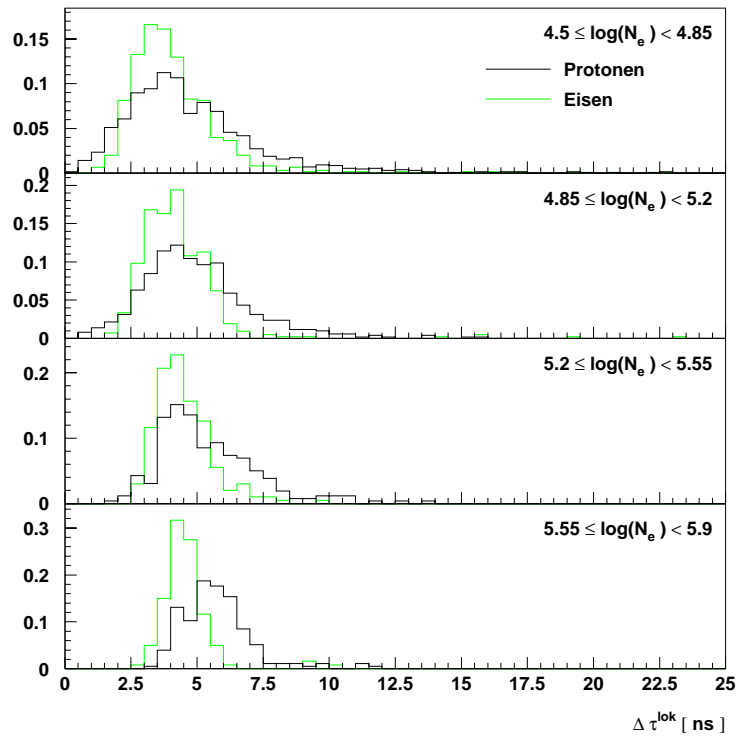


Abbildung C.3: Lokaler Mittelwert der Ankunftszeiten

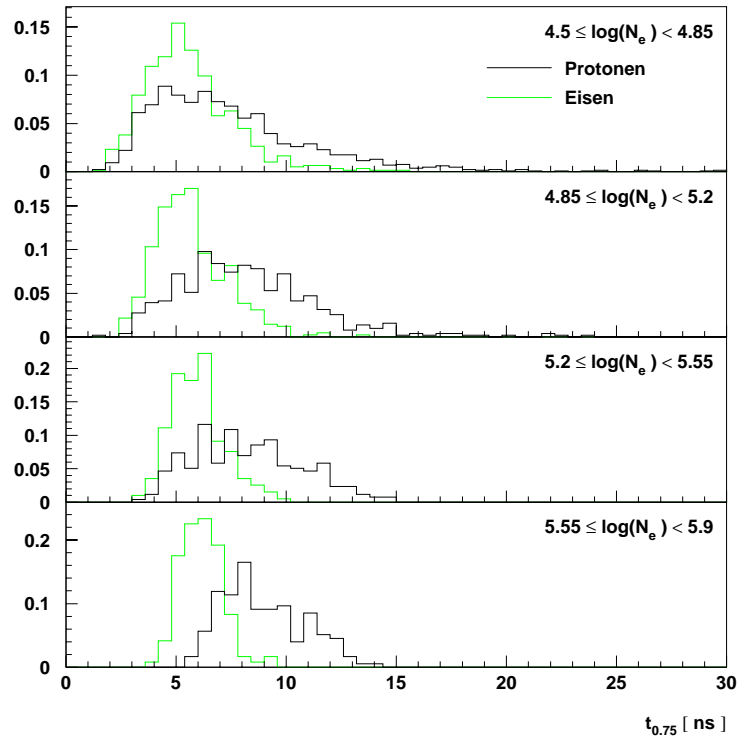


Abbildung C.4: **3. Quartil** der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

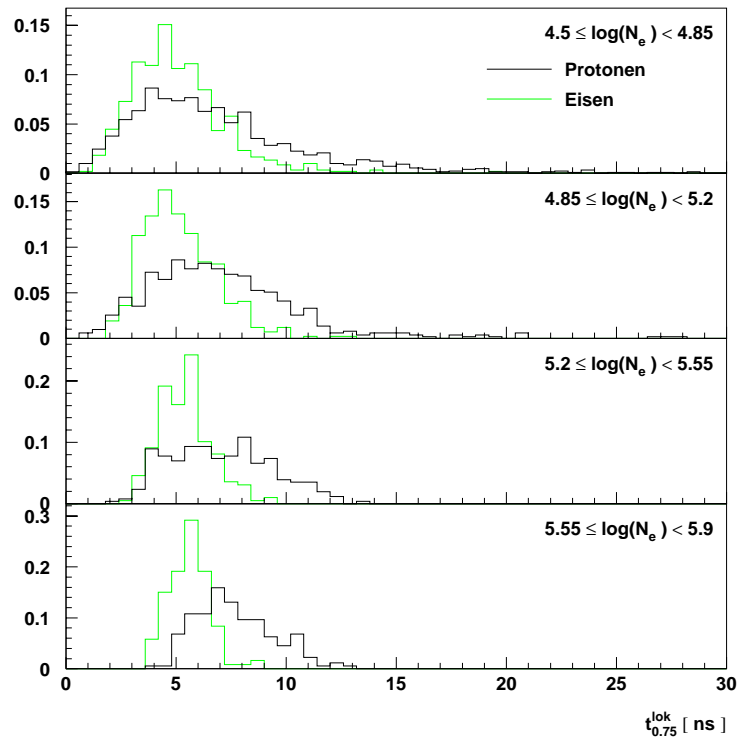


Abbildung C.5: **Lokales 3. Quartil** der Ankunftszeiten

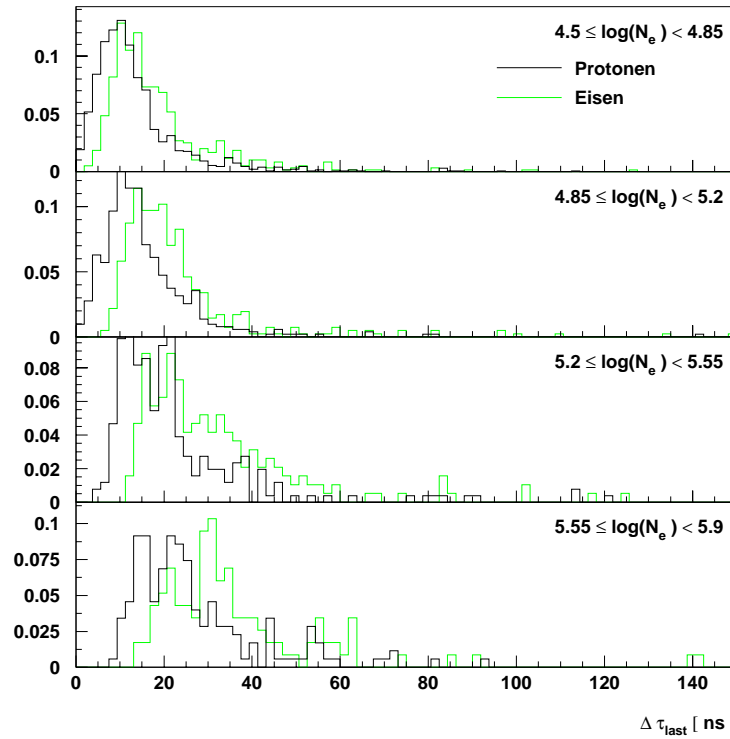


Abbildung C.6: Zeit des letzten Myons bzgl. erstem Myon im Trigger

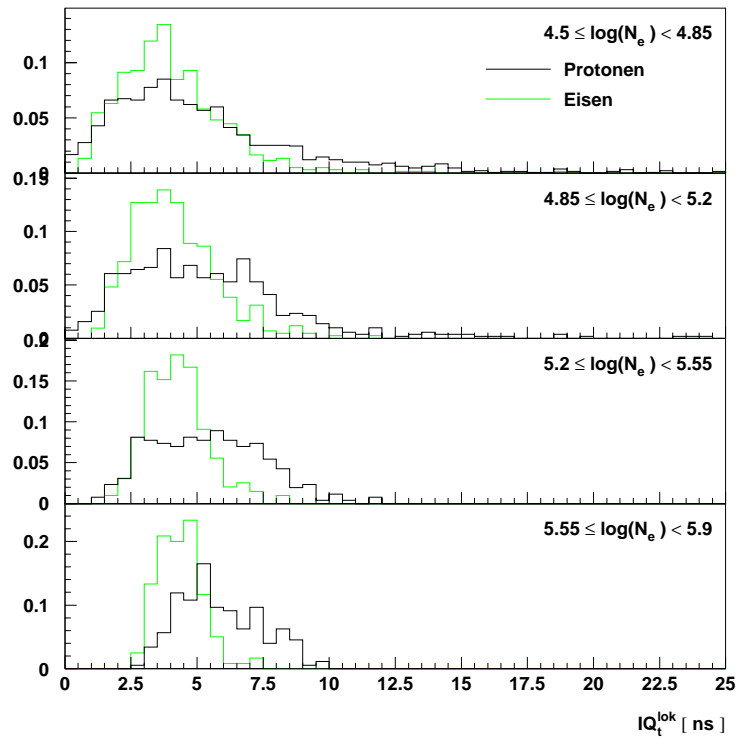


Abbildung C.7: Lokaler Interquartilabstand der Ankunftszeiten

## C.2 Detektorsimulation

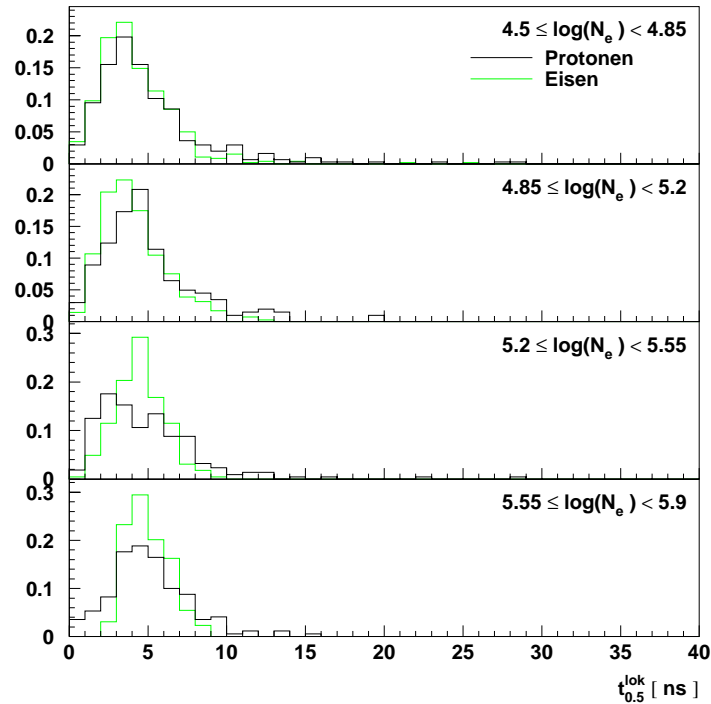


Abbildung C.8: Lokaler Median der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

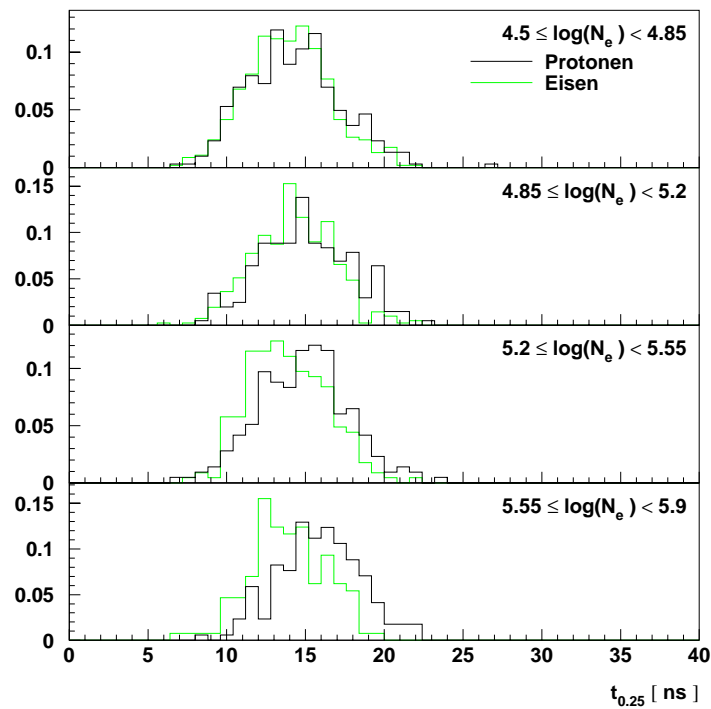


Abbildung C.9: 1. Quartil der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum



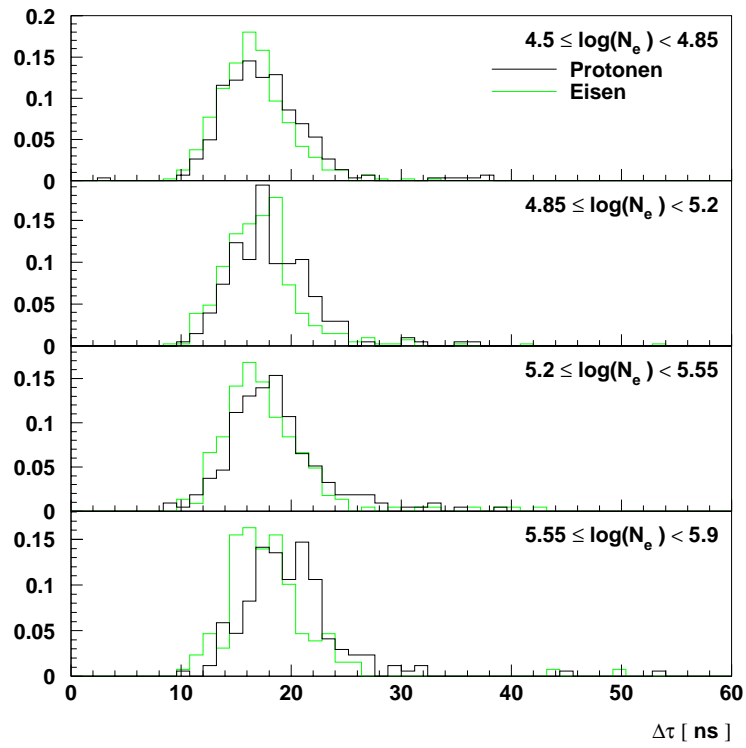


Abbildung C.10: Mittelwerte der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

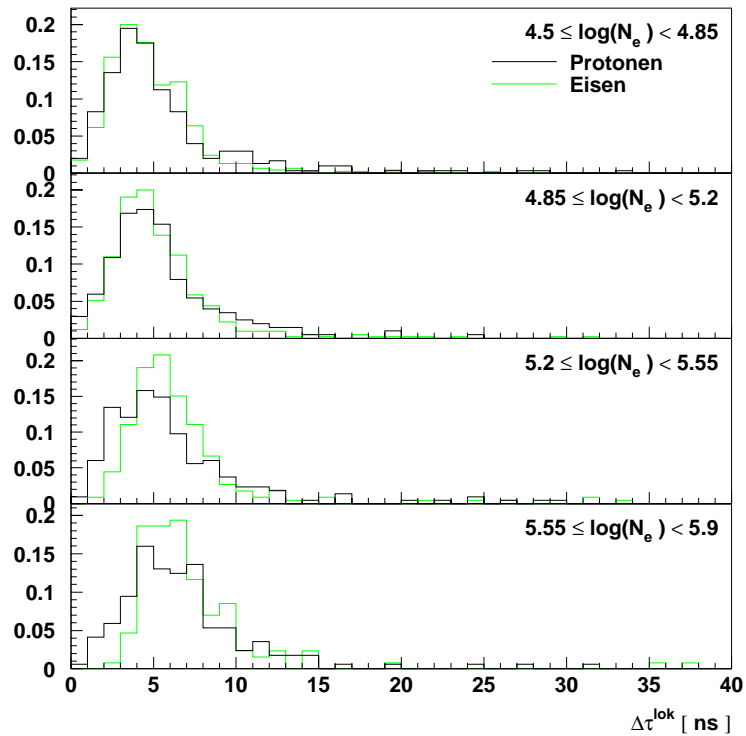


Abbildung C.11: Lokaler Mittelwert der Ankunftszeiten

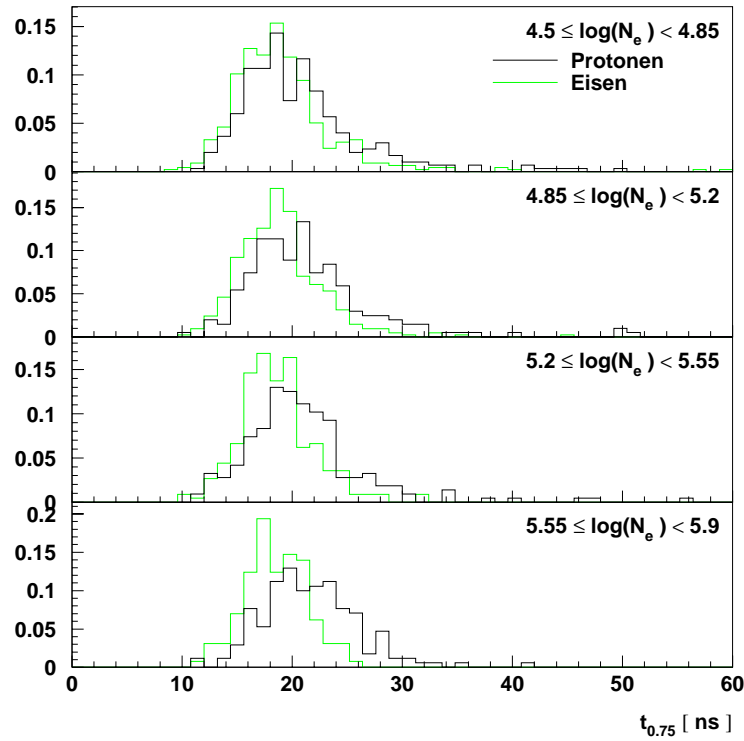


Abbildung C.12: **3. Quartil** der Ankunftszeiten bzgl. Schauerzentrum

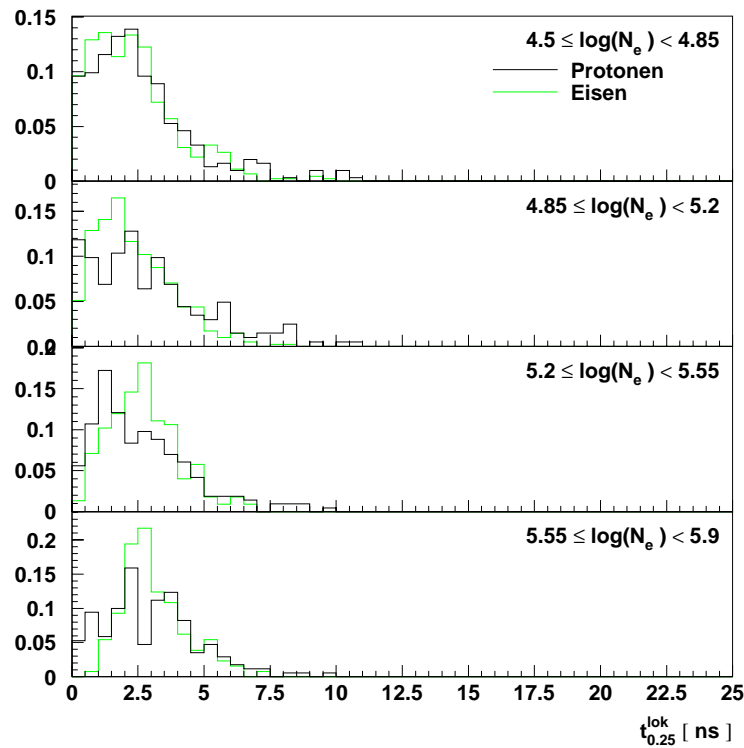


Abbildung C.13: **Lokales 1. Quartil** der Ankunftszeiten

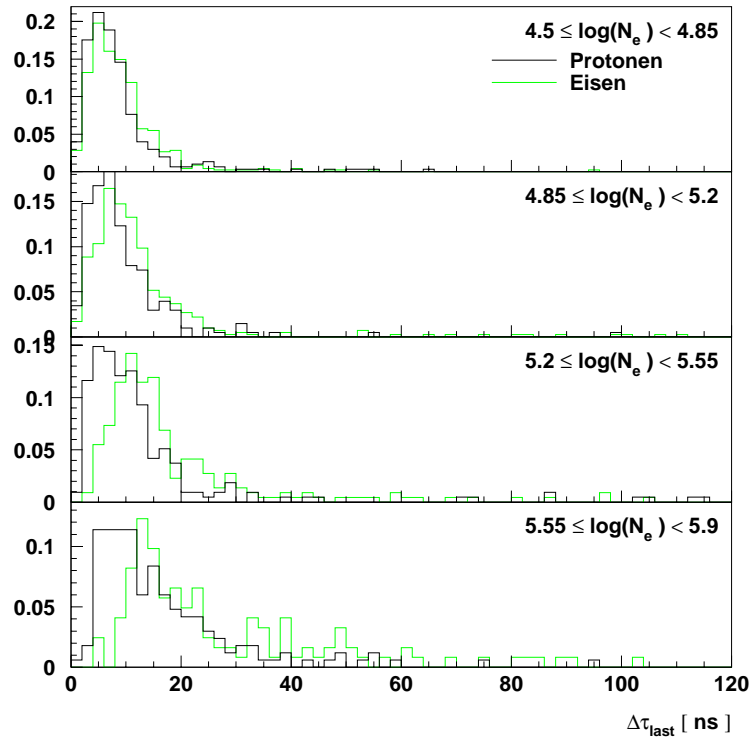


Abbildung C.14: Zeit des letzten Myons bzgl. erstem Myon im Trigger

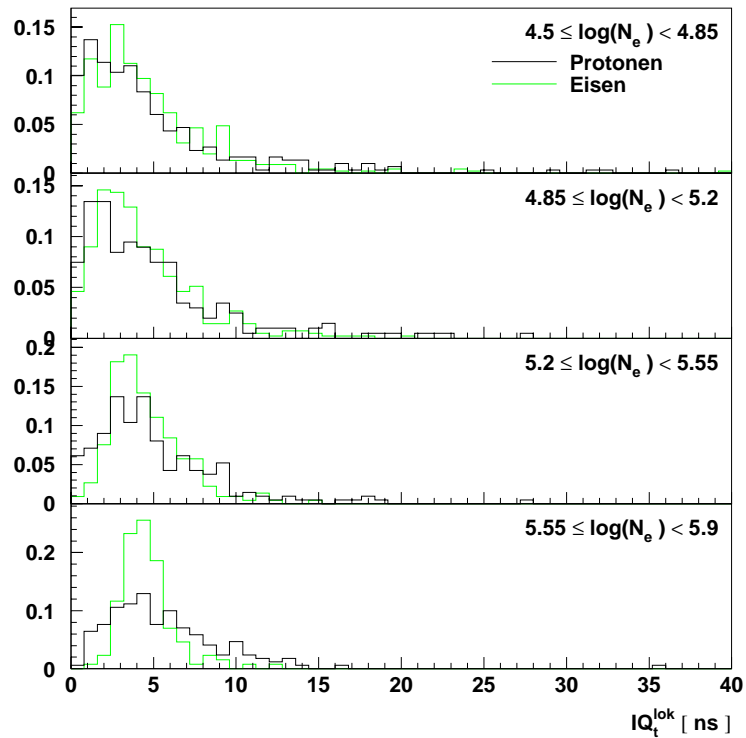


Abbildung C.15: Lokaler Interquartilabstand der Ankunftszeiten

# Literaturverzeichnis

- [Agnetta *et al.* 95] G. AGNETTA *et al.* *NIM A* **359**, 596–602 (1995).
- [Allkofer 75] O.C. ALLKOFER. „Introduction to Cosmic Radiation“. Karl Thiemig, München (1975).
- [Altherr & Seixas 90] T. ALTHERR und J.C. SEIXAS. CERN-TH.5758/89 (1990).
- [Armitage *et al.* 75] M. L. ARMITAGE, P. R. BLAKE und W. F. NASH. *J. Phys. A: Math. Gen.* **8**(6), 1005–1013 (1975).
- [Beisembaev *et al.* 94] R. U. BEISEMBAEV *et al.* *Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics* **58**(12), 2037–2039 (1994).
- [Bernlöhr 96] K. BERNLÖHR. *Astropart. Phys.* **Vol. 5**, 139 (1996).
- [Blake *et al.* 90] P. R. BLAKE *et al.* *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys* **16**, 755–768 (1990).
- [Bormann 94] D. BORMANN. *Interner Bericht, unveröffentlicht* (1994).
- [Brâncuş *et al.* 96] I. M. BRÂNCUŞ *et al.* *FZKA-Bericht* **5835** (1996).
- [Brendle 94a] M. BRENDLE. *Interner Bericht, unveröffentlicht* (1994).
- [Brendle 94b] M. BRENDLE. *Interner Bericht, unveröffentlicht* (1994).
- [Brendle 94c] M. BRENDLE. *Interner Bericht, unveröffentlicht* (1994).
- [Brendle *et al.* 95] M. BRENDLE, B. LULEY und U. RAIDT. Data-readout for the trigger-timing facilities of the central detector. *KASCADE Workshop Bad Liebenzell* (1995).
- [Burnett *et al.* 90] T. H. BURNETT *et al.* *Astrophys. Journ.* **349** (1990).
- [Capdevielle *et al.* 92] J.N. CAPDEVIELLE *et al.* *KfK-Bericht* **4998** (1992).
- [Capdevielle 89] J. N. CAPDEVIELLE. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15**, 909 (1989).
- [Chilingarian 89] A. A. CHILINGARIAN. *Computer Physics Comm.* **54**, 381 (1989).
- [Chilingarian & Zazian 91] A. A. CHILINGARIAN und G. Z. ZAZIAN. *Nuovo Cim.* **14**, 555 (1991).

- [Crookes & Rastin 72] J. N. CROOKES und B. C. RASTIN. *Nucl. Phys.* **B39**, 493 (1972).
- [Danilova et al. 94] T. V. DANILOVA et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20**, 961–978 (1994).
- [de Villiers et al. 86] E. J. DE VILLIERS et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **12**, 547–560 (1986).
- [Dixon & Turver 74] H. E. DIXON und K. E. TURVER. *Proc. R. Soc. Lond. A.* **339** (1974).
- [Dobrigkeit 96] C. DOBRIGKEIT. Interner Bericht, unveröffentlicht (1996).
- [Doll et al. 90] P. DOLL et al. *KfK-Bericht* **4686** (1990).
- [Fesefeldt 85] H. FESEFELDT. *Report PITHA 85/02, Physikalisches Institut der TH Aachen* (1985).
- [Fessler 97] F. FESSLER. Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe (1997).
- [Feurer et al. 92] B. FEURER, A. HANSER, H. REBEL und G. VÖLKER. Interner Bericht, unveröffentlicht (1992).
- [Föllner 93] M. FÖLLNER. *Diplomarbeit, Universität Karlsruhe* (1993).
- [Föllner & Raidt 95] M. FÖLLNER und U. RAIDT (1995). Interner Bericht, unveröffentlicht.
- [Furler 93] E. FURLER. *Diplomarbeit, Universität Karlsruhe* (1993).
- [Gabriel 92] P. GABRIEL. *KfK-Bericht* **5012** (1992).
- [Gaisser 90] T. K. GAISSER. „Cosmic Rays and Particle Physics“. Cambridge University Press (1990).
- [GEANT 93] „GEANT:Cern Program Library Long Writeups W5013“ (1993).
- [Greisen 60] K. GREISEN. *Ann. Rev. of Nucl. Sci.* **63** (1960).
- [Grieder 79] P. K. F. GRIEDER. *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto* **9**, 161 (1979).
- [Grieder 81] P. K. F. GRIEDER. *Proc. 17 Int. Conf. on Cosmic Rays, Paris* Seite 288 (1981).
- [Haeusler 96] R. HAEUSLER. *Diplomarbeit, Universität Karlsruhe* (1996).
- [Hartung 93] J. HARTUNG. „Lehr und Handbuch der angewandten Statistik“. Oldenburg (1993).
- [Haungs 96] A. HAUNGS. *FZKA-Bericht* **5845** (1996).
- [Haungs et al. 96] A. HAUNGS et al. *NIM A* **372**, 515–526 (1996).

- [Kakimoto *et al.* 83] F. KAKIMOTO *et al.* *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **9**, 339–353 (1983).
- [Kakimoto *et al.* 86] F. KAKIMOTO *et al.* *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **12**, 151–160 (1986).
- [KASCADE-Collaboration 97] KASCADE-COLLABORATION. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **52 B** (1997).
- [Khristiansen *et al.* 90] G. B. KHRISTIANSSEN *et al.* *Proc. 21 Int. Conf. on Cosmic Rays, Adelaide (Australia)* **9**, 150 (1990).
- [Knapp *et al.* 96] J. KNAPP, D. HECK und G. SCHATZ. *FZKA-Bericht* **5828** (1996).
- [Lapikens 75] J. LAPIKENS. *J. Phys. A: Math. Gen.* **8**(5), 838–852 (1975).
- [Leibrock 96] H. LEIBROCK. Persönliche Mitteilung (1996).
- [Linsley 86] J. LINSLEY. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **12**, 51–57 (1986).
- [Linsley & Scarsi 62] J. LINSLEY und L. SCARSI. *Phys. Rev.* **128**(5), 2384–2392 (1962).
- [Maholonobis 36] P. C. MAHOLONOBIS. *Proc. Nat. Inst. of India* **2**, 49 (1936).
- [Mielke 94] H.-H. MIELKE. *KfK-Bericht* **5219** (1994).
- [Müller *et al.* 91] D. MÜLLER *et al.* *Astrophys. Journ.* **374**, 356–365 (1991).
- [Nelson *et al.* 85] W. R. NELSON, H. HIROYAMA und D. W. O. ROGERS. *SLAC Report* **265** (1985).
- [Parzen 62] E. PARZEN. *Ann. Math. Stat.* **33**, 1065 (1962).
- [Rachen *et al.* 93] J. P. RACHEN, T. STANEV und P. L. BIERMANN. *Astron. Astrophys.* **273**, 377 (1993).
- [Raidt 94] U. RAIDT. *Interner Bericht, unveröffentlicht* (1994).
- [Raidt 97] U. RAIDT. Dissertation in Vorbereitung, Universität Tübingen (1997).
- [Rebel *et al.* 95] H. REBEL, G. VÖLKER, M. FÖLLER und A. A. CHILINGARIAN. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21**, 451–472 (1995).
- [Schmidt 94] W. SCHMIDT. *Diplomarbeit, Universität Tübingen* (1994).
- [Snappin & Knoke 84] S. M. SNAPPIN und J. D. KNOKE. *Technometrics* **26**, 371 (1984).
- [Sokolsky 89] P. SOKOLSKY. „Introduction to Ultrahigh–Energy Cosmic Ray Physics“. Addison–Wesley Publishing Comp. Inc. (1989).
- [Völk & Biermann 88] H. J. VÖLK und P. L. BIERMANN. *Astrophys. Journal* **273**, L65 (1988).

[Wentz 95] J. WENTZ. *FZKA-Bericht* **5500** (1995).

[Werner 93] K. WERNER. *Phys. Rep.* **232**, 87 (1993).

[Woidneck & Böhm 75] C. P. WOIDNECK und E. BÖHM. *J. Phys. A: Math. Gen.* **8**(6) (1975).