



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5721

**Messung und Rekonstruktion
der elektromagnetischen
Komponente ausgedehnter
Luftschauer**

Y. Wetzel

Institut für Kernphysik

März 1996

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5721

**Messung und Rekonstruktion
der elektromagnetischen Komponente
ausgedehnter Luftschauer**

Yvonne Wetzel

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Die Höhenstrahlphysik hat in den letzten Jahren durch spektakuläre Entdeckungen (z.B. Punktquellen wie Cygnus X-3 im UHE-Bereich) eine Renaissance erlebt. Um neue Erkenntnisse in diesem weiten Fragenkomplex zu erhalten, wird auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49.1° n.B., 8.4° ö.L., 110 m ü.d.M.) das Luftschauerexperiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor) aufgebaut. Die wichtigsten Ziele sind hierbei die Beantwortung der Fragen des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ eV. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Erforschung hochenergetischer γ -Strahlung, wobei hier die Suche nach Punktquellen im Vordergrund steht.

Hierzu mißt KASCADE die durch Teilchen der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre ausgelösten ausgedehnten Luftschauer. Hierbei ist es äußerst wichtig, eine große Anzahl von Schauerparametern simultan zu messen. Um diese Aufgabe erfüllen zu können, besteht das KASCADE-Experiment aus einem großflächigem Detektorarray zur Messung der Lateralverteilung und der Ankunftszeit der Schauerfront der elektromagnetischen und der myonischen Komponente, einem großflächigem Spurdetektor zum Nachweis der Myonkomponente und einem Zentraldetektor zum Nachweis der Hadronen und Myonen im Schauerzentrum.

Das KASCADE-Array besteht aus 252 Detektorstationen, die in einem rechtwinkligen Gitter mit 13 m Abstand angeordnet sind. Je 16 Stationen bilden eine Untereinheit, ein sogenanntes *Cluster*. In einer Detektorstation befinden sich vier Detektoren mit einer effektiven Gesamtfläche von 3.14 m^2 zum Nachweis der e/γ -Komponente und unter einer ~ 20 Strahlungslängen dicken Blei-Eisen-Abschirmung ein Myondetektor mit 3.24 m^2 Gesamtfläche. Mit dem Gitterabstand von 13 m ergibt sich so eine Flächenbelegung von 2 %, die um einen Faktor zwei höher ist als bei anderen Höhenstrahlexperimenten.

Zwei Cluster des KASCADE-Arrays wurden in Betrieb genommen, wobei eines mit Prototypen der neuentwickelten Frontendelektronik und Triggereinheit bestückt war. Die e/γ -Detektoren jeder zweiten Station dieses Clusters wurden mit einer Bleifolie von 3 mm Dicke belegt, um den Einfluß eines Bleikonverters auf die Eigenschaften der Detektoren studieren zu können. Das zweite Cluster wurde mit konventioneller NIM- und CAMAC-Elektronik betrieben, wobei in ihm nur je ein e/γ -Detektor pro Station ausgelesen wurde. Mit dieser Experimentkonfiguration wurden in der Zeit von Juli 1994 bis Januar 1995 in einer effektiven Meßzeit von ca. 3080 Stunden etwa 263 500 auswertbare Schauerereignisse gemessen.

Die für die Rekonstruktion von ausgedehnten Luftschauern entwickelten Verfahren konnten an realen Schauern getestet werden. Die aus Simulationen erwartete

Rekonstruktionsqualität für diese Experimentanordnung wurde durch eine experimentelle Überprüfung bestätigt. Durch den Vergleich der ohne und mit Bleikonverter rekonstruierten Schauer konnte der Einfluß eines Bleikonverters auf die Rekonstruktionsqualität untersucht werden. Hierbei konnte eine Diskrepanz in der rekonstruierten Schauergröße festgestellt werden.

Durch die Entfaltung der gemessenen Schauergrößenverteilung konnte eine Abschätzung des integralen Flußes der kosmischen Strahlung erfolgen. Aus der Abweichung der in den e/γ -Detektoren gemessenen Ankunftszeitverteilungen zu einer Ebene wurde die Krümmung der Schauerfront bestimmt. Mit den rekonstruierten Schauerrichtungen wurden die für die Suche nach Punktquellen entwickelten Programme getestet.

Measurement and reconstruction of the electromagnetic component of extensive air showers

Abstract

In recent years cosmic ray physics experienced a renaissance, due to exciting new discoveries (e.g. point sources like Cygnus X-3 in the UHE-region). In order to increase our present knowledge in this wide complex of questions, the new air shower experiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor) has been set up at the site of the Forschungszentrums Karlsruhe (49.1° north, 8.4° east, 110 m a.s.l.). The most important aims are to answer questions about the energy spectra and the chemical composition of cosmic rays in the energy range between $3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ eV. Another important aspect is the investigation of high energetic γ -radiation with special emphasis on the search for pointsources.

Therefore KASCADE will measure extensive air showers, initiated by primary cosmic ray particles in the earth's atmosphere. For this it is most important to measure a large number of shower parameters simultaneously. In order to carry out this task the KASCADE-experiment consists of a wide spread detector array measuring the lateral distribution and the time of arrival of the shower front of the electromagnetic component. An additional large tracking detector measures the muon component and a central calorimeter measures hadrons and muons near the shower's core.

The KASCADE array consists of 252 detector stations arranged in a rectangular grid with a distance of 13 m. Subdivisions are formed by 16 stations each. They are called *clusters*. There are four detectors in each detector station with an effective area of 3.14 m^2 , measuring the electromagnetic component. Beneath a lead-iron absorber of a thickness of about 20 radiation length there is a muon detector with a total area of 3.24 m^2 . Considering the distance of 13 m it results in a coverage of 2% which is a factor of two higher than in other cosmic ray experiments.

Two clusters of the KASCADE array have been put into operation. One of those was equipped with prototypes of a newly developed front end electronics and trigger unit. The e/γ -detectors in every second station had been covered with 3 mm lead foil, to study the influence of this lead converter on the performance of the detector. In the second cluster conventional NIM- and CAMAC-electronics was used, reading out only one e/γ -detector per station. With this experimental set-up about 263 500 analysable showers have been measured during a period between July 1994 and January 1995, within an effective time of about 3080 hours.

The analysis methods developed for the reconstruction of extensive air showers could be tested using real showers. The accuracy of reconstruction for this experimental set-up has been proven by experimental data to be within the expected range predicted by simulations. The influence of the lead converter on the accuracy of reconstruction has been studied comparing the reconstructed showers without and with lead foil. A discrepancy in the reconstructed shower size was observed.

The integral flux of cosmic rays could be estimated by unfolding the measured distribution of the shower size. The differences between the time of arrival measured by the e/γ -detectors and a plain perpendicular to the shower axis was used to evaluate the curvature of the shower front. The programs developed for the search for point sources were tested using the reconstructed shower directions.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die kosmische Strahlung	3
2.1	Die Primärstrahlung	3
2.1.1	Das Energiespektrum	3
2.1.2	Die chemische Zusammensetzung	5
2.1.3	Anisotropie	6
2.2	Ausgedehnte Luftschauer	8
2.2.1	Die elektromagnetische Komponente	9
2.2.2	Die myonische und hadronische Komponente	13
2.2.3	Die Entwicklung von Luftschauern	14
3	Das Luftschauerexperiment KASCADE	17
3.1	Das Detektorarray	19
3.1.1	Der e/γ -Detektor	20
3.1.2	Der Myondetektor	21
4	Die Messung ausgedehnter Luftschauer	23
4.1	Experimenteller Aufbau	23
4.2	Elektronik und Datenerfassung	24
4.2.1	Das Triggercluster	24
4.2.2	Das Meßcluster	26
4.3	Abgleich und Eichung der Detektoren	31

5	Simulation und Rekonstruktion von ausgedehnten Luftschauern	33
5.1	Die Simulation	33
5.2	Die Rekonstruktion	35
5.2.1	Schnelle Rekonstruktionsverfahren	37
5.2.2	Die Standardfitverfahren	40
5.3	Rekonstruktion der gemessenen Luftschauer	44
5.3.1	Bestimmung der Lage des Schauerzentrums	46
5.3.2	Die erwarteten Rekonstruktionsqualitäten	52
6	Ergebnisse	56
6.1	Die Bestimmung des Schauerzentrums	58
6.2	Die rekonstruierten Schauerparameter	61
6.3	Vergleich der Rekonstruktionsverfahren	68
6.3.1	Der Einfluß des Bleikonverters	71
6.4	Die Lateralverteilung	73
6.4.1	Die elektromagnetische Komponente	73
6.4.2	Die Härte des Schauerspektrums	76
6.5	Die Form der Schauerfront	79
6.6	Der 'punch-through'	84
6.6.1	Das Verhältnis der Energiedeposition	90
6.7	Die Suche nach Punktquellen	91
7	Zusammenfassung und Ausblick	95

A	Das Datenkonversionsprogramm	99
B	Die Datenbankstruktur	103
C	Das Analyseprogramm	106
D	Literaturverzeichnis	107

1 Einleitung

Unsere Erde wird ständig von einem Strom hochenergetischer, ionisierender Strahlung aus dem Weltall getroffen, der sogenannten *kosmischen Strahlung*, auch *Höhenstrahlung* genannt. Erste Hinweise auf ihre Existenz wurden bereits um die Jahrhundertwende gefunden, als man bei Elektrometerexperimenten eine Entladung durch die Ionisierung der umgebenden Luft registrierte, sogar wenn man das Meßgerät mit einer Bleiummantelung abschirmte. Wegen seiner hohen Durchdringungskraft wurde dieser Effekt der erst kurz zuvor von Becquerel in der natürlichen Radioaktivität entdeckten γ -Strahlung zugeschrieben.

Anfang des 20. Jahrhunderts unterzogen Wulf und Gockel diese Hypothese einer experimentellen Untersuchung. 1910 brachte Wulf ein Elektrometer auf die Spitze des Eiffelturmes und 1912 unternahm Gockel einen Ballonflug mit solch einem Instrument. Beide konnten eine Abnahme der Ionisation mit der Höhe feststellen, die jedoch für eine Quelle irdischen Ursprungs zu klein war [Ros64]. Erst Hess [Hes11],[Hes12] konnte durch ein Ballonexperiment im August 1912 beweisen, daß diese Strahlung einen außerirdischen Ursprung besaß. Nach einer anfänglichen Abnahme der Ionisation mit der Höhe, die dem Rückgang der natürlichen Radioaktivität entspricht, konnte er eine Zunahme der Ionisation bei Höhen über 1 km feststellen. Diese Tatsache führte ihn zu dem Schluß einer außerirdischen Quelle der kosmischen Strahlung, die mit abnehmender Höhe, d.h. mit zunehmender atmosphärischer Tiefe, abgeschwächt wird. Kohlhörster bestätigte diese Annahme mit seinen Ballonflügen (1913 - 1919), die eine Höhe von bis zu 9 km erreichten.

Wegen ihrer hohen Durchdringungskraft wurde die kosmische Strahlung für Photonen mit einer Energie von 20 bis einigen hundert MeV gehalten. Erst 1929 stellten Bothe und Kohlhörster diese Hypothese in Frage, als sie unter Verwendung von Geiger-Müller-Zählern in Koinzidenz eine geladene Komponente in der kosmischen Strahlung messen konnten. Rossi bewies dann 1935 mit einem Geiger-Müller-Teleskop, daß die Strahlung aus zwei Komponenten besteht, einer weichen Komponente (hauptsächlich Elektronen) und einer harten durchdringenden Komponente (hauptsächlich Myonen). 1937 entwickelten Bhabha und Heitler und unabhängig davon Carlson und Oppenheimer eine Kaskadentheorie, welche die Vervielfachung von hochenergetischen Elektronen und Photonen durch Bremsstrahlung und Paarproduktion erklärt. Die laterale Ausbreitung der durch die kosmische Strahlung erzeugten Luftschauer wurde schließlich 1938 unabhängig von Auger [Aug38] und Kohlhörster [Kol38] entdeckt. Sie konnten koinzidente Signale in weit auseinander stehenden Geiger-Müller-Zählern feststellen. Während all der Jahre seit der Entdeckung der kosmischen Strahlung wurden in ihr auch viele theoretisch vorhergesagte Teilchen entdeckt. So das Positron (Anderson 1932) [And33], das Myon (Anderson, Neddermeyer 1936) [And36] und das Pion (Lattes, Occhialini, Powell 1947) [Occ47].

Wir wissen heute, daß die kosmische Strahlung hauptsächlich aus leichten Atomkernen (Protonen und Heliumkernen), aber auch aus schwereren Kernen der C, N, O- bzw. Eisengruppe, aus Elektronen ($\sim 1\%$) und zu einem verschwindend geringen Teil aus γ -Quanten ($\leq 0.1\%$) besteht. Ihr gemessenes Energiespektrum erstreckt sich über einen Bereich von etwa 13 Dekaden, wobei der Fluß über mehrere Größenordnungen einem Potenzgesetz folgt. Desweiteren erreicht die kosmische Strahlung bei hohen Energien ($E > 10^{14}$ eV) die obere Atmosphäre der Erde isotrop.

Trotz dieses Wissens gibt es noch viele offene Fragen über ihre Entstehung, Herkunft und Ausbreitung. Um weitere Klarheit in den Fragenkomplex der kosmischen Strahlung zu bringen, wird zur Zeit auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe das Luftschauerexperiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DEtektor) aufgebaut [Dol90]. Ziel dieses Experimentes ist die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in dem Energiebereich 10^{14} - 10^{17} eV. Dazu wird die Gesamtzahl und laterale Verteilung der ankommenden Schauerkomponenten (Elektronen und Myonen), die Richtung der Myonen, sowie die Zahl, Energie und räumliche Verteilung der Hadronen im Schauerkern gemessen.

Ziel dieser Arbeit war die Messung und Rekonstruktion der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers, um damit eine experimentelle Überprüfung der aus Simulationen erhaltenen Ergebnisse im Hinblick auf die Rekonstruktionsqualität, den Einfluß eines Bleikonverters und der 'punch-through'-Problematik durchzuführen. Hierfür wurden mit einem Teil des KASCADE-Arrays ausgedehnte Luftschauer gemessen.

Kapitel 2 gibt eine kurze Einführung in die Physik der kosmischen Strahlung und die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer aus ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre unserer Erde. In Kapitel 3 wird das KASCADE-Experiment mit seinen einzelnen Detektorkomponenten vorgestellt. Kapitel 4 beschreibt die für die Messung ausgedehnter Luftschauer verwendete Experimentgeometrie sowie die Elektronik und Datenaufnahme. Kapitel 5 zeigt die verwendeten Rekonstruktionsmethoden und die mit ihnen aus Simulationen erwarteten Rekonstruktionsqualitäten. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Messung dargestellt und diskutiert.

2 Die kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung läßt sich durch drei Größen charakterisieren:

- Energiespektrum
- chemische Zusammensetzung
- Anisotropie

Was wir über diese Größen wissen und welche Fragen sie aufwerfen, soll im folgenden erläutert werden.

2.1 Die Primärstrahlung

2.1.1 Das Energiespektrum

Das gemessene Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über einen Bereich von etwa 13 Dekaden, der energieabhängig in vier Unterbereiche eingeteilt wird:

- $10 \text{ MeV} < E < 100 \text{ GeV} \Rightarrow \text{High Energy (HE)}$
- $100 \text{ GeV} < E < 100 \text{ TeV} \Rightarrow \text{Very High Energy (VHE)}$
- $100 \text{ TeV} < E < 1 \text{ EeV} \Rightarrow \text{Ultra High Energy (UHE)}$
- $E > 1 \text{ EeV} \Rightarrow \text{Extreme High Energy (EHE)}$

Im HE- und VHE-Bereich erfolgt die Messung der Primärstrahlung durch Ballon- und Satellitenexperimente noch direkt, während im UHE-Bereich der integrale Primärfluß (~ 100 Teilchen pro m^2 und Tag) zu gering wird und man auf erdgebundene Experimente (Detektor Arrays) ausweichen muß. Hierbei nutzt man die Erdatmosphäre als Target und mißt die darin erzeugten Wechselwirkungsprodukte (sogenannte *ausgedehnte Luftschauer*).

Abbildung 2.1 zeigt das Energiespektrum der kosmischen Strahlung oberhalb 100 GeV bis zu den höchsten gemessenen Energien ($3 \cdot 10^{20}$ eV [Bir93]) in doppellogarithmischer Auftragung. Der gemessene Teilchenfluß ist in dieser Darstellung mit dem Faktor $E^{2.5}$ multipliziert, wodurch der extrem steile Abfall bei hohen Energien noch abgeschwächt wird. Den Verlauf des Spektrums beschreibt über einen weiten Energiebereich ein Potenzgesetz der Form:

$$\frac{dI}{dE} \propto E^{-\gamma}$$

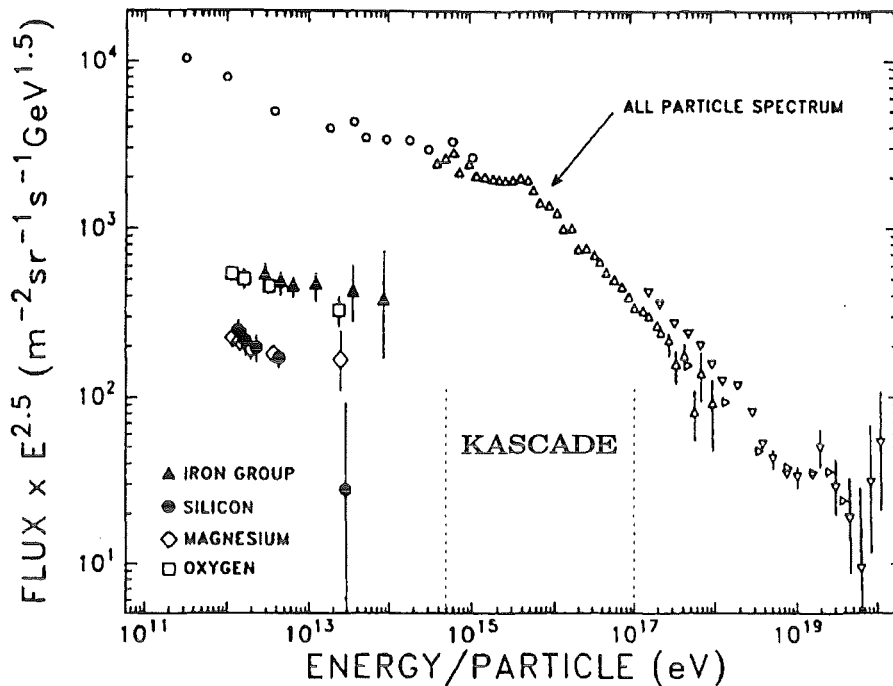


Abbildung 2.1: Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung [Mül91]. Der Meßbereich des KASCADE-Experimentes ist durch die gestrichelten Linien markiert.

Bis zu einer Energie von etwa 10^{15} eV besitzt der Exponent einen Wert von $\gamma = 2.76 \pm 0.09$ [Bur90]. Zwischen 10^{15} eV und 10^{16} eV zeigt das Spektrum einen Knick, das sogenannte *Knie*, um dann wieder einem Potenzgesetz, allerdings mit einem Wert von $\gamma \simeq 3.0$ [Mül91], zu folgen. Oberhalb von etwa 10^{19} eV ist ein leichter Anstieg mit nachfolgendem Abfall zu beobachten. Diese Tatsache wird durch den *Greisen-Zatsepin-Cutoff* [Gre66], [Zat66] erklärt. Bei diesen Energien können Protonen und γ -Quanten der 2.7 K-Hintergrundstrahlung [Pen65] wechselwirken, was zu einem Abbruch des Spektrums der kosmischen Strahlung führt. Im Ruhesystem eines 10^{19} eV Protons werden die γ -Quanten (10^{-4} eV) der 2.7 K-Hintergrundstrahlung auf Energien von ~ 300 MeV hochtransformiert. Dies entspricht der Schwellenenergie für inelastische Pionproduktion, so daß höherenergetische Protonen in diesen Energiebereich verschoben werden.

Weitgehend unklar sind auch die Mechanismen, die Teilchen auf diese hohen Energien beschleunigen. Energien bis 10^{14} eV können durch Fermibeschleunigung an Schockwellen z.B. in Supernovaüberresten [Fer49] erklärt werden, die sogar eine Energieabhängigkeit in Form eines Potenzgesetzes liefert. Höhere Energien werden von Modellen erreicht, die eine direkte Beschleunigung von Teilchen in starken rotierenden Magnetfeldern (z.B. von Neutronensternen oder Pulsaren) [Hil85] oder

in Akkretionsscheiben um ein schwarzes Loch [Col83] annehmen. Aber auch diese Modelle versagen bei Energien oberhalb 10^{16} eV. Für die Beschleunigung der kosmischen Strahlung zu den höchsten Energien (über 10^{19} eV) existieren auch einige exotische Modelle, wie das Cosmic String Modell [Hil86] und das Galaktische Wind Modell [Jok85]. Welche Art von Beschleunigungsmechanismus für diese hohen Energien in Frage kommt, hängt aber auch stark von der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich ab, wie im folgenden Kapitel gezeigt wird. Die chemische Zusammensetzung stellt somit einen wichtigen Aspekt in der Physik der kosmischen Strahlung dar.

2.1.2 Die chemische Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist unterhalb 10^{14} eV gut bekannt, da sie in diesem Bereich durch direkte Messung der primären Komponente mit Ballonexperimenten (z.B. JACEE [Sok89]), von Satelliten (z.B. UHN [Sok89]) und dem Space Shuttle (CRN [Mül91]) bestimmt wurde. Die gemessenen Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung für eine Energie $E_0 > 4$ GeV pro Nukleon, normiert auf Kohlenstoff, und die solaren Häufigkeiten, bestimmt aus Absorptionsspektren und Meteoriten, sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

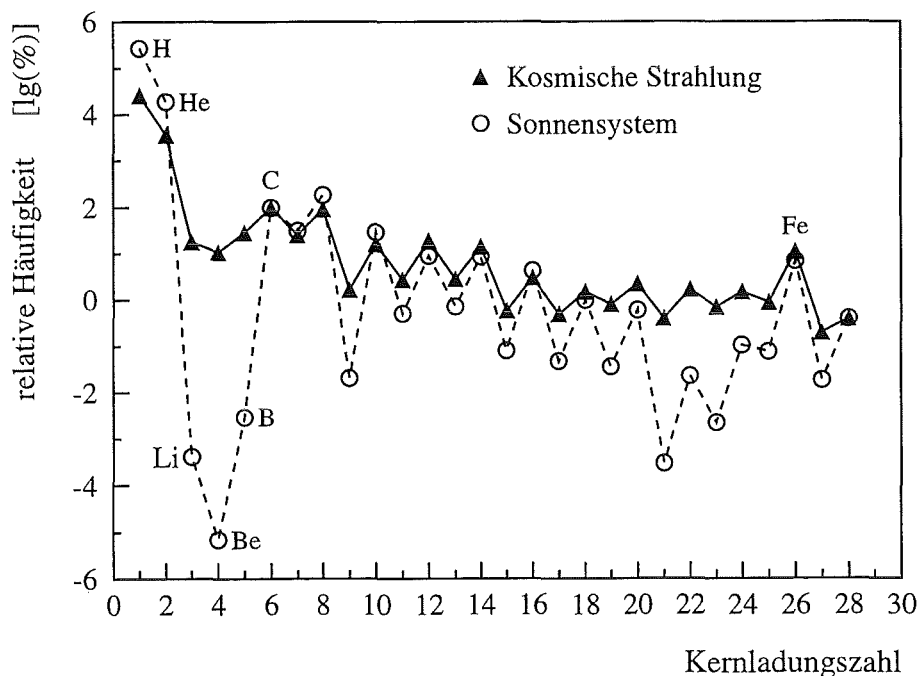


Abbildung 2.2: Relative Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem (nach [Lon81]).

Für diese Energien entspricht die Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung weitestgehend dem Vorkommen im Sonnensystem. Dies deutet auf eine Produktion dieser Kerne durch Nukleosynthese im Inneren von Sternen hin. Wasserstoff und Helium sind die einzigen Elemente, die in der kosmischen Strahlung seltener sind als im Sonnensystem. Dies könnte eine Folge des Beschleunigungsmechanismus sein, bei dem elektrische und magnetische Felder beteiligt sind und somit ionisierte Atome für eine Beschleunigung benötigt werden. Für H und He müssen hohe Ionisationsenergien aufgewendet werden, so daß nur ein Teil dieser Atome ionisiert wird und somit auch beschleunigt werden kann. Die Abweichungen in den Häufigkeiten der leichten Elemente Li, Be und B, sowie der Elemente unterhalb von Fe, können durch Fragmentation der Kerne der CNO- und Eisen-Gruppe bei der Wechselwirkung mit interstellarer Materie ($\sim 1 \text{ Atom/cm}^3$) erklärt werden.

Oberhalb 10^{14} eV erfolgt die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung durch indirekte Messungen, deren Interpretation stark vom zugrundeliegenden Wechselwirkungsmodell, sowie der verwendeten Meßmethode abhängt. Es deutet sich jedoch eine Änderung der chemischen Zusammensetzung mit zunehmender Energie an, wie Messungen von Müller et al. [Mül91] zeigen. Bei 10^{14} eV ergibt sich ein erhöhter Anteil der Eisen- und CNO-Gruppe von jeweils 10%, wobei der relative Anteil von Eisenkernen in der kosmischen Strahlung mit zunehmender Energie noch ansteigt. Eine Fortsetzung dieses Trends zu Energien im UHE-Bereich würde zu einem eisendominierten Spektrum führen, was für das *Leaky-Box-Modell* [Ces85], [Orm78] sprechen würde. Dieses Modell geht von einer freien Diffusion der kosmischen Strahlung in der Milchstraße aus. Die Teilchen werden an den Grenzen der Milchstraße reflektiert, besitzen jedoch eine kleine Wahrscheinlichkeit sie zu verlassen. Mit zunehmender Energie der Teilchen, wächst auch ihr Lamorradius, so daß die Entkommwahrscheinlichkeit für Protonen mit Energien größer 10^{15} eV anwächst. Bei schwereren Kernen tritt dieser Effekt wegen ihrer größeren Ladung erst bei deutlich höheren Energien auf. Das Leaky-Box-Modell sagt also sowohl eine Änderung des spektralen Index durch den Verlust von Protonen, als auch eine Änderung der chemischen Zusammensetzung zugunsten der schwereren Kerne voraus.

2.1.3 Anisotropie

Die Untersuchung der Anisotropie der kosmischen Strahlung ist von großem Interesse für die Klärung der Frage nach ihren Quellen. Die Bewegung der Teilchen der kosmischen Strahlung durch den Weltraum ist durch ihre Energie E , ihre Kernladung Z und durch das reguläre, sowie das an Plasmawolken gekoppelte, chaotische Magnetfeld der Galaxis bestimmt. So ergibt sich für den Lamorradius relativistischer Teilchen folgender Zusammenhang:

$$r_l[\text{pc}] \approx \frac{E[\text{PeV}]}{ZB[\mu\text{G}]}$$

Bei einem mittleren galaktischen Magnetfeld von $3 \mu\text{G}$ ergibt sich somit für 10^{15} eV Protonen ein Krümmungsradius von 0.3 parsec. Dies ist jedoch um mehr als einen Faktor 1000 kleiner als die Dicke unserer Milchstraße (400 pc), so daß keine Anisotropien zu erwarten sind. Meßbare Anisotropien sollten erst ab 10^{18} eV beobachtbar sein. Die Anisotropie ist definiert als:

$$\delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Experimentelle Werte von δ reichen von $< 10^{-3}$ bei 10^{14} eV bis 0.2 bei 10^{19} eV [Wee69]. Die Messungen bei hohen Energien sind jedoch wegen des geringen Flußes und der daraus resultierenden statistischen Fluktuationen der Messwerte recht widersprüchlich, so daß nichts gegen eine allgemeine Isotropie bei allen beobachteten Energien spricht [Sok92].

Neutrale Teilchen werden durch die Magnetfelder nicht beeinflusst und enthalten so noch ihre volle Richtungsinformation. Als mögliche Kandidaten kommen Neutrinos, Neutronen und γ -Quanten in Frage. Neutrinos besitzen einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt, so daß Experimente für ihren Nachweis sehr aufwendig sind. Neutronen sind instabile Teilchen ($\tau = 889$ s) und haben daher nur eine begrenzte Reichweite:

$$r_N[\text{pc}] < 10 \ln \frac{1}{p} E[\text{PeV}]$$

p ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein ausgesandtes Neutron die Erde erreicht. Für 10^{18} eV erhält man eine mittlere Reichweite von ~ 10 kpc ($p = \frac{1}{e}$), was in der Größenordnung des Milchstraßenradius liegt. 10^{15} eV Neutronen erreichen bei dieser Entfernung die Erde praktisch nicht. Neutronen können also nur im hochenergetischen Bereich und auch ausschließlich für galaktische Quellen nachgewiesen werden.

Der wahrscheinlichste Kandidat für neutrale Teilchen ist somit das γ -Quant, das jedoch auf seinem Weg durch das interstellare Medium absorbiert werden kann. Bei den hier betrachteten hohen Energien ($> 10^{14}$ eV) kann die Paarerzeugung bei der Kollision zweier Photonen zu einer deutlichen Opazität des Universums führen [Gou66], [Jel66]. Das wichtigste Strahlungsfeld im Kosmos ist hierbei die 2.7 K-Hintergrundstrahlung, mit der UHE-Photonen der kosmischen Strahlung wechselwirken. Für diesen Effekt läßt sich eine Absorptionslänge berechnen, die eine starke Energieabhängigkeit besitzt und bei einer Photonenenergie von ca. 10^{15} eV (1 PeV) ein Minimum besitzt. γ -Quanten dieser Energie werden somit bereits nach dem Zurücklegen einer Strecke von etwa 3 kpc deutlich abgeschwächt, so daß Quellen solcher Strahlung nur nachweisbar sind, wenn sie innerhalb der Milchstraße liegen.

Messungen einer Kieler Gruppe [Sam83] zeigten nun allerdings eine Häufung von Luftschauern im PeV-Bereich aus Richtung der Röntgenquelle Cygnus-X3. Sie konnten sogar eine Übereinstimmung mit der orbitalen Phase dieses Röntgen-Binärsystems feststellen. Der Abstand dieser Quelle ist mit 8-12 kpc jedoch so groß, daß γ -Quanten in dem gemessenen Energiebereich wegen der kleinen Abschwächlänge die Erde praktisch nicht mehr erreichen können. Desweiteren zeigten diese Schauer einen so hohen Myonenanteil, wie man ihn aus der Theorie von hadronischen Primärteilchen erwartet.

Bei Photonenenergien unterhalb $\sim 3 \cdot 10^{14}$ eV wird durch die größer werdende Abschwächlänge Cygnus-X3 wieder sichtbar. In diesem Energiebereich konnten einige Experimente Cygnus-X3 als Punktquelle bestätigen [Din88], andere nicht [Cas89], [Mer93]), so daß auch hier keine endgültige Klarheit besteht.

2.2 Ausgedehnte Luftschauer

Die primäre Komponente der kosmischen Strahlung wechselwirkt beim Auftreffen auf die Atmosphäre der Erde mit deren Molekülen und Kernen. Dabei entstehen Sekundärprodukte, die ihrerseits wieder wechselwirken. Es bildet sich eine Kaskade von Teilchen, ein *ausgedehnter Luftschauer* (EAS, Extensive Air Shower) (Abbildung 2.3). Wie weit sich der Schauer in der Atmosphäre entwickeln kann, hängt von der Energie E_0 des Primärteilchens ab. Bei einer Energie von $E_0 < 10^{13}$ eV erreichen zu wenig Teilchen den Erdboden (Meeresniveau), um den Schauer als solchen nachweisen zu können. Diese Schauer bilden die unkorrelierte Höhenstrahlung, die einen Anteil von ~ 40 % der natürlichen Strahlenbelastung auf der Erde darstellt. Ihre Hauptbestandteile sind Myonen (~ 90 %) und die elektromagnetische Komponente (~ 9 %). Schauer dieser Energie können aber trotzdem durch das erzeugte atmosphärische Cerenkovlicht oder das atmosphärische Fluoreszenzlicht der Stickstoffmoleküle [Bal85] in dunklen Nächten nachgewiesen werden. Höherenergetische Teilchen werden mittels ausgedehnter Luftschauerarrays detektiert [Wee88].

Bei den Kern-Kern- bzw. Nukleon-Kern-Stößen der ersten Wechselwirkung in etwa 15-20 km Höhe entsteht ein breites Spektrum an Sekundärteilchen (π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0 , Λ , p, n, ...), wobei für die weitere Entwicklung der Kaskade folgende Teilchenzerfälle von fundamentaler Bedeutung sind:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma && (0.84 \cdot 10^{-16} s) \\ &(e^+ + e^- + \gamma && 1.2\%) \\ \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) && (2.6 \cdot 10^{-8} s) \\ &(e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) && 0.01\%) \end{aligned}$$

Aus ihnen entsteht die *elektromagnetische* (π^0 -Zerfall) und *myonische* (π^\pm -Zerfall)

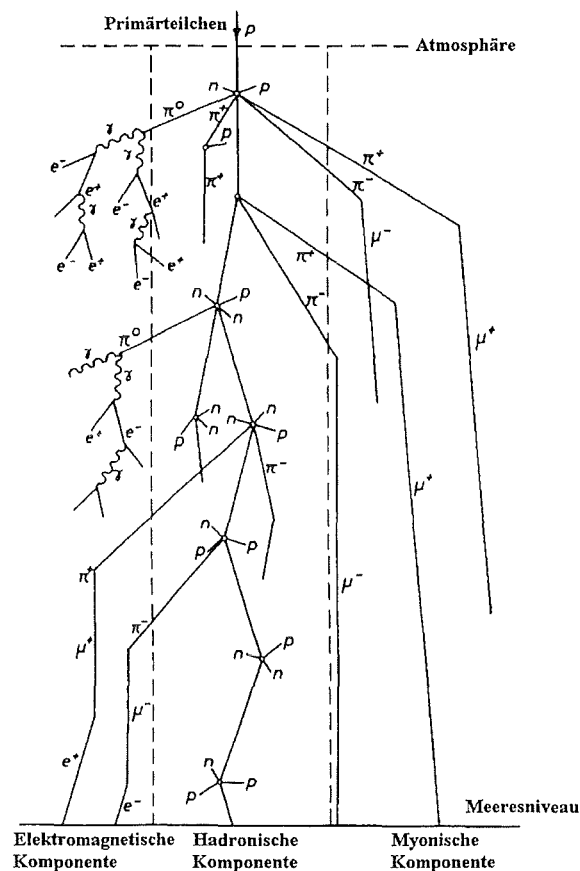


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers.

Komponente, die hadronische Komponente entwickelt sich aus den Reaktionen der starken Wechselwirkung der entstandenen Sekundärteilchen.

2.2.1 Die elektromagnetische Komponente

Die aus dem π^0 -Zerfall entstandenen γ -Quanten bilden die Grundlage der elektromagnetischen Kaskade, die sich durch folgende zwei Prozesse weiterentwickelt [All75]:

1. Paarproduktion : $\gamma + Z \rightarrow Z + e^+ + e^-$
2. Bremsstrahlung : $e^\pm + Z \rightarrow Z + e^\pm + \gamma$

Beide Effekte sind im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) eng miteinander verwandt, so daß sich im ultrarelativistischen Fall für beide Prozesse ähnliche, konstante Wechselwirkungslängen ergeben, innerhalb derer sich die Teilchenzahl ver-

doppelt. Die Bremsstrahlung ist durch die sogenannte Strahlungslänge X_0 charakterisiert, für die Paarbildung gilt $X_P = 9/7 \cdot X_0$. Die Verdoppelung setzt sich so lange fort, bis die Energie der Elektronen unter die sogenannte *kritische Energie* (84.2 MeV in Luft) sinkt. Bei dieser Energie wird die Wahrscheinlichkeit für Energieverlust durch Ionisation ($\sim 2.2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ in Luft für $E > 1 \text{ MeV}$) gleich groß wie die für Bremsstrahlung. Es findet also kaum noch Teilchenproduktion statt, sondern hauptsächlich Energieverlust durch Anregung und Ionisation der Luftmoleküle. Der elektromagnetische Schauer hat nun seine maximale Teilchenzahl erreicht und beginnt auszusterben.

Der dritte relevante Prozeß bei der Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade ist die Coulomb-Streuung der Elektronen an den Kernen ($\sim Z^2$) und Hüllenelektronen ($\sim Z$) der Luftatome. Durch sie und den Transversalimpulsübertrag bei dem π^0 -Zerfall ($\sim 300\text{-}400 \text{ MeV}/c$) erhält der Schauer seine laterale Ausdehnung.

Da in der elektromagnetischen Kaskade ausschließlich bekannte elektromagnetische Prozesse eine Rolle spielen, ist sie theoretisch am Besten verstanden. Sowohl die longitudinale als auch die laterale Entwicklung des Schauers sind formelmäßig beschreibbar.

Die longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade kann durch die Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichungen berechnet werden oder durch Computersimulationen mit Monte-Carlo-Techniken. Dazu verwendet man im allgemeinen zwei Arten von Näherungen [Ros41]. Die Approximation A vernachlässigt alle Prozesse außer Bremsstrahlung und Paarproduktion. Dies ist eine gute Näherung für Teilchenenergien oberhalb der kritischen Energie ($E_k = 84.2 \text{ MeV}$ in Luft), für die dies die dominierenden Prozesse sind. Approximation B berücksichtigt weiterhin Ionisationsverluste der Elektronen und Comptonstreuung von γ -Quanten. Lösungen der Diffusionsgleichungen sind jedoch nur auf numerischem Wege zu erhalten, so daß es nützlich ist, asymptotische Näherungen in Form von analytischen Gleichungen anzugeben, die jedoch nur in bestimmten Parameterbereichen ihre Gültigkeit besitzen.

Die longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade läßt sich so durch folgende Approximation beschreiben [Hil82]:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} e^{t(1-1.5 \ln s)} \quad (2.1)$$

mit $s = \frac{3t}{t+2\beta}$, $t = \frac{X}{X_0}$ und $\beta = \ln \frac{E_0}{E_k}$.

N_e gibt die Anzahl der Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von der Energie des Primärteilchens E_0 und der atmosphärischen Tiefe t (in Strahlungslängen, $X_0 = 37.1 \text{ g/cm}^2$) an. Eine Strahlungslänge ist definiert als die Strecke, auf der die

Energie eines Teilchens um den Faktor $1/e$ abnimmt. E_k ist die kritische Energie und s das *Schaueralter*. Dem Schaueralter s kommt eine besondere Bedeutung zu, da es die Entwicklung eines Schauers unabhängig von der Primärenergie des ihn auslösenden Teilchens beschreibt. Zu Beginn der Schauerentwicklung bei $t = 0$ besitzt es den Wert 0 und steigt im Schauermaximum auf $s = 1$ an. Für $s > 1$ hat der Schauer sein Maximum überschritten und beginnt auszusterben.

In Abbildung 2.4 sind die mit Formel 2.1 erhaltenen Elektronenzahlen als Funktion der atmosphärischen Tiefe dargestellt. Die Schauer erreichen in einer Höhe von ca. 5 km (~ 15 Strahlungslängen, Gesamtdicke der Erdatmosphäre 25-30 Strahlungslängen) ihr Maximum und sterben dann schnell aus. Die Anzahl der Teilchen im Maximum ist proportional der Primärenergie, es gilt $N_{max} = (1.1 \text{ bis } 1.6)E_0[GeV]$.

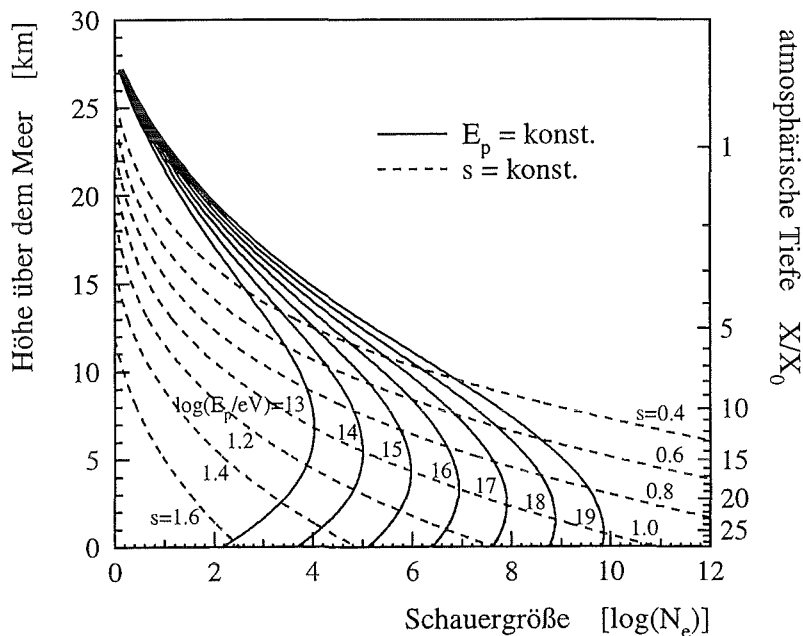


Abbildung 2.4: Longitudinale Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre.

Berücksichtigt man die Coulomb-Streuung der Elektronen in den Diffusionsgleichungen, so erhält man dreidimensionale Gleichungen, die zusätzlich noch die Lateral- und Winkelverteilungen der Elektronen und γ -Quanten des Schauers beschreiben [Kam57].

Für Schaueralter s zwischen 0.6 und 1.8 und Entfernungen vom Schauerzentrum $r > 1$ m liefert die NKG-Funktion (Nishimura, Kamata, Greisen) [Gre56] eine gute Näherung für die Elektronendichten ρ :

$$\rho(r, t, E_0) = C(s) \frac{N_e}{2\pi(R_m)^2} \left(\frac{r}{R_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{s-4.5} \quad (2.2)$$

mit dem Normierungsfaktor $C(s) = \frac{\Gamma(4.5-s)}{\Gamma(s)(4.5-2s)}$ und $R_m = 21.2 \frac{X_0}{E_k}$ MeV.

Sowohl N_e als auch das Schaueralter s sind hierbei Funktionen der Primärenergie E_0 und der atmosphärischen Tiefe t . Der *Molière-Radius* R_m ist ein Maß für die laterale Ablenkung in Materie und gibt für Elektronen der kritischen Energie ihre mittlere Ablenkung durch Vielfachstreuung innerhalb einer Strahlungslänge an. Für Luft ergibt sich auf Meeresniveau ein Wert von $R_m \sim 79$ m. Der Anteil der Elektronen und Photonen an der Gesamtteilchenzahl in einem Schauer beträgt etwa 90 %. Die laterale Ausdehnung kann energieabhängig bis zu einigen 100 m betragen.

Neben der lateralen Ausdehnung erhalten die Teilchen durch Laufzeitunterschiede auf ihrem Weg durch die Atmosphäre auch eine zeitliche Verteilung. Die Ursachen hierfür sind einerseits die unterschiedlichen Teilchengeschwindigkeiten, die für niederenergetische Teilchen von Bedeutung sind, andererseits die elastischen und inelastischen Streuungen der Teilchen an den Molekülen der durchquerten Atmosphäre. Die mittlere Ankunftszeit relativ zu einer Ebene senkrecht zur Schauerachse nimmt somit mit steigendem Abstand zum Schauerzentrum zu; gleichzeitig wird die Verteilung breiter. Es ergibt sich so die in Abbildung 2.5 angedeutete Schauerform.

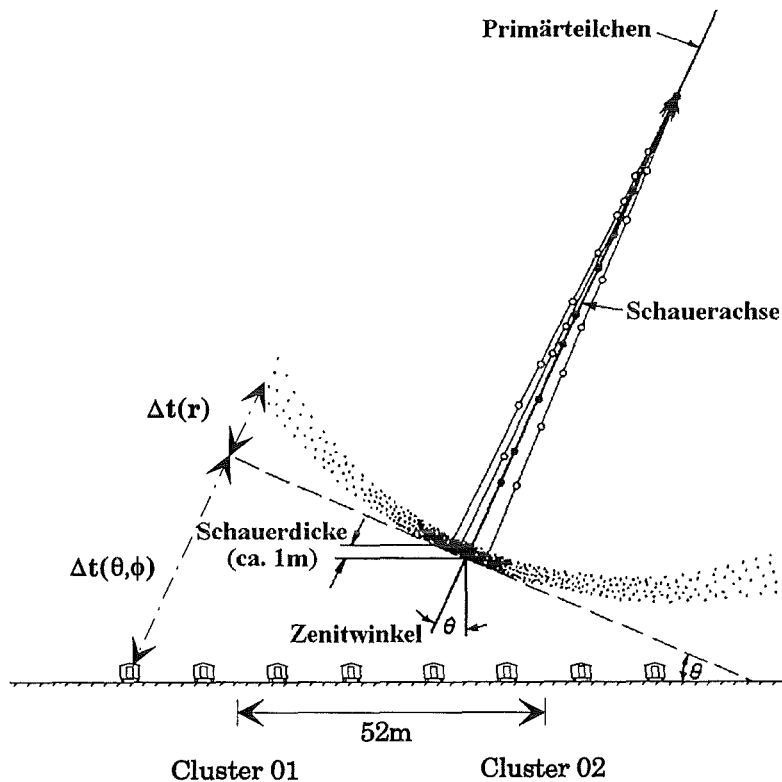


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Schauerform eines ausgedehnten Luftschauers.

Durch die Coulomb-Vielfachstreuung besitzen die Elektronen die breiteste Zeitverteilung und somit auch die aus ihnen durch Bremsstrahlung entstandenen γ -Quanten.

2.2.2 Die myonische und hadronische Komponente

Die myonische Komponente entsteht aus dem Zerfall der geladenen Pionen und Kaonen. Wegen ihres sehr kleinen inelastischen Reaktionsquerschnittes durchdringen die Myonen, bis auf Vielfachstreuung, im allgemeinen die Atmosphäre ohne weitere Wechselwirkung. Allerdings zerfallen sie dabei mit einer Lebensdauer von $\tau_0 = 2.2 \cdot 10^{-6}$ s (z.B. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$), so daß ihre Reichweite nur etwa 660 m beträgt. Da es sich aber um hochrelativistische Teilchen handelt, vergrößert sich die Reichweite auf Grund der Zeitdilatation, so daß sie den Erdboden erreichen können. Für ein 10 GeV Myon zum Beispiel verlängert sich die mittlere Lebensdauer auf etwa $2.0 \cdot 10^{-4}$ s, d.h. es kann eine Wegstrecke von etwa 60 km in der Atmosphäre zurücklegen. Die hochenergetischen Myonen (> 100 GeV) stammen dabei aus Zerfällen, die in großer Höhe nach nur einigen Wechselwirkungen des Primärteilchens, stattgefunden haben. Wegen der hohen Energie der Elternteilchen dieser Myonen und dem fast konstanten Transversalimpulsübertrag von ~ 300 -400 MeV/c, findet man diese hochenergetischen Myonen hauptsächlich in einem Radius von weniger als 50 m von der Schauerachse entfernt. Ihr Studium kann somit Informationen aus dem frühen Entwicklungsstadium eines Schauers liefern, z.B. Rückschlüsse auf die ersten hadronischen Wechselwirkungen in einer Höhe von etwa 8-16 km und somit auf die Natur des Primärteilchens [Sok89].

Die niederenergetischen Myonen mit Energien von einigen GeV besitzen eine sehr viel weitere Lateralverteilung von einigen 100 m bis zu mehr als 1 km Ausdehnung. Der Anteil der Myonen in einem Schauer beträgt etwa 5-10 %, trägt aber den Hauptteil der Energie des Primärteilchens mit sich. Wegen ihres geringen Wechselwirkungsquerschnittes und der minimalen Streuung in der Atmosphäre liegt die myonische Komponente zeitlich vor der elektromagnetischen. Aus ihrer mittleren Ankunftszeit in Abhängigkeit vom Schauerradius kann auf ihre mittlere Produktionshöhe geschlossen werden [Lin62], was Hinweise auf die Art des Primärteilchens liefern kann.

Die hadronische Komponente entwickelt sich aus der starken Wechselwirkung der Sekundärteilchen. Die signifikante Wechselwirkung ist hierbei die Vielteilchen-erzeugung in Hadron-Hadron-Stößen, die sich durch folgende aus $p\bar{p}$ -Stößen in Beschleunigern ($E_{Lab} \leq 10^{14}$ eV) beobachteten Eigenschaften charakterisieren lassen [Gei89]:

- etwa 70 % aller produzierter Teilchen sind Pionen, die sich zu etwa gleichen

Teilen aus den drei Pionarten zusammensetzen

- bei einer Wechselwirkung gibt das Teilchen etwa 50 % seiner Energie an die Tochterprodukte ab
- die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen steigt leicht mit der Schwerpunktsenergie der Reaktion an
- der mittlere Transversalimpuls der erzeugten Teilchen nimmt mit der Teilchenmasse und der Schwerpunktsenergie nur leicht zu ($\sim 300 - 400 \text{ MeV}/c$)

Die erzeugten neutralen Pionen tragen wegen ihres prompten Zerfalls ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, $\tau_0 = 0.84 \cdot 10^{-16} \text{ s}$) nicht zur hadronischen Kaskade bei, sondern führen Energie in die elektromagnetische Kaskade über.

Hochenergetische Nukleonen und geladene Pionen reagieren mit der Atmosphäre weiter und bilden die hadronische Kaskade aus. Sie erreicht ihr Maximum nach etwa 6-7 Wechselwirkungen und nach etwa 13 Wechselwirkungen befindet sie sich auf Meeresebene. Ihr Hauptbestandteil sind Neutronen, da die meisten geladenen Pionen zerfallen (\rightarrow myonische Komponente) und Protonen durch Ionisationsverluste gestoppt werden, wenn sich ihre Energie der Schwelle für Pionproduktion nähert. Der Anteil der Hadronen beträgt weniger als 1 % aller Schauerteilchen. Die laterale Ausdehnung der hochenergetischen Hadronen ($E > 10 \text{ GeV}$) ist wegen ihres großen Gesamtimpulses und der Konstanz des Transversalimpulsübertrags nahe um die Schauerachse kollimiert (einige 10 m) und sie erreichen in etwa zeitgleich mit der elektromagnetischen Komponente den Erdboden. Die niederenergetischen Hadronen mit Energien von wenigen GeV besitzen eine weite laterale Verteilung bis zu einigen hundert Metern. Wegen ihrer großen Masse haben sie ferner nur eine kleine Geschwindigkeit und können so mit einer Verzögerung bis zu einigen μs nach der elektromagnetischen Komponente ankommen.

2.2.3 Die Entwicklung von Luftschauern

Um eine Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung aus der Messung ausgedehnter Luftschauer durchführen zu können, muß die Entwicklung der Schauer in der Atmosphäre von der Art des Primärteilchens abhängig sein. Am Beispiel von γ -, protonen- und eiseninduzierten Luftschauern gleicher Primärenergie E_0 soll dies verdeutlicht werden.

Ein Eisenkern kann nach dem Superpositionsmodell als Überlagerung von 56 einzelnen Nukleonen betrachtet werden, von denen jedes die Energie $E_0/56$ besitzt. Aus Hochenergieexperimenten ist bekannt, daß die mittlere Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen in einer Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nur logarithmisch mit

der Energie zunimmt [Gei89]. So erzeugt ein Proton der Energie E etwa $n \sim \ln E$ Teilchen, wohingegen bei einem Eisenkern $n \sim 56 \cdot \ln E/56$ Teilchen produziert werden, deren mittlere Energie aber kleiner ist. Die Anzahl der Hadronen ist also bei gleicher Primärenergie in einem eiseninduzierten Schauer größer als in einem protoninduzierten und damit auch die Zahl der Pionen. Dies führt zu einem höheren Myonanteil.

Auch in der Höhe der ersten Wechselwirkung unterscheiden sich proton- und eiseninduzierte Schauer stark. So beträgt die mittlere freie Weglänge für Protonen etwa 70 g/cm^2 , während sie für Eisenkerne einen Wert von 15 g/cm^2 hat. Ein Proton führt seine erste Wechselwirkung in etwa 15-20 km Höhe aus, wohingegen ein Eisenkern schon in etwa 25-30 km Höhe zum ersten Mal wechselwirkt. Ein Protonschauer dringt also tiefer in die Atmosphäre ein, so daß das Maximum seiner elektromagnetischen und hadronischen Kaskade tiefer liegt. Dies bedeutet, daß sein Altersparameter s kleiner ist als der eines Eisenschauers gleicher Primärenergie und daß mehr Hadronen den Erdboden erreichen. Außerdem ist das Energiespektrum der hadronischen Kaskade wegen der höheren Energie der Sekundärteilchen härter. Da der mittlere Transversalimpuls der erzeugten Sekundärteilchen nur sehr schwach von der Energie abhängt, werden sie bei eiseninduzierten Schauern wegen ihrer kleineren Energie unter größeren Winkeln erzeugt. Dies führt zu einer flacheren Lateralverteilung in allen drei Schauerkomponenten. Für die Trennung von protonen- und eiseninduzierten Luftschauern sind also das Myon/Elektron-Verhältnis und die Form der Lateralverteilung wichtige Parameter.

Neben den hadronischen Schauern gibt es auch noch die γ -induzierten Schauer. Sie sind wegen der noch bestehenden Richtungsinformation (Kapitel 2.1.3) interessant. Bei ihnen handelt es sich um fast reine elektromagnetische Schauer. Es besteht jedoch eine kleine Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb eines solchen Schauers durch Photoproduktion Hadronen (im wesentlichen Pionen) erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist allerdings kleiner als 1% des Paarbildungsquerschnittes. Die auftretenden Hadronenenergien liegen hauptsächlich im Bereich $E_H \leq 1 \text{ GeV}$, so daß man auf dem Erdboden nur sehr wenige Hadronen erhält. Die geladenen Pionen besitzen auf Grund ihrer geringen Energie eine hohe Zerfallswahrscheinlichkeit, so daß die daraus entstehenden Myonen den Erdboden erreichen können. Als weitere Quelle für die Myonproduktion steht in elektromagnetischen Schauern noch die Myonpaarbildung zur Verfügung, die aber wegen der höheren Myonmasse im Vergleich zur Elektronpaarbildung um einen Faktor 10^4 unterdrückt ist. So erwartet man für γ -induzierte Luftschauer ein Myon/Elektron-Verhältnis von < 0.01 , wohingegen für protoninduzierte Schauer sich ein um mehr als einen Faktor 10 höherer Wert ergibt.

Das Myon/Elektron-Verhältnis scheint also ein guter Parameter für die Trennung der Primärteilchenarten zu sein. Das Problem ergibt sich aber aus der statistischen Natur der Teilchenerzeugungsreaktionen. Als dominierender Faktor tritt

hierbei die Fluktuation in der Höhe der ersten Wechselwirkung zu Tage. So ergeben sich hieraus z.B. energieabhängige Fluktuationen in der Schauergroße eines Luftschauers für eiseninduzierte Schauer von 10-20 %, für γ -induzierte Schauer von 20-45 % und für protoninduzierte Schauer von 20-55 %, wobei die Fluktuationen mit steigender Primärenergie abnehmen. So könnte z.B. ein Protonschauer mit $\sim 10^5$ Elektronen am Erdboden (Meeresniveau) von einem Primärteilchen mit $5 \cdot 10^{14}$ eV, aber genauso gut von einem mit 10^{15} eV ausgelöst worden sein. Daher ergeben sich auch im Myon/Elektron-Verhältnis breite Verteilungen. Als weitere Problematik tritt hier noch der sehr steile Abfall des Primärflusses in Erscheinung. Niederenergetische Primärteilchen besitzen auf Grund der großen Fluktuationen in der Schauergroße einen Ausläufer in der Schauergroßenverteilung zu hohen Schauergroßen. Wegen des starken Abfalls des Primärspektrums verschwinden die höherenergetischen Primärteilchen wegen ihres sehr viel geringeren Anteils so in den Ausläufern der Verteilungen der niederenergetischen Primärteilchen.

Aus dem Experiment ist jedoch nicht die Primärenergie, sondern nur die Schauergroße (Anzahl der Elektronen des Schauers) bestimmbar. Bei gleicher Schauergroße variiert die Energie des Primärteilchens je nach seiner Art. So kann z.B. ein Schauer mit 10^5 Elektronen von einem Eisenkern mit $2 \cdot 10^{15}$ eV oder einem Proton mit 10^{15} eV ausgelöst worden sein. Eine weitere Verschlechterung tritt durch die verschiedenen Anteile der Primärteilchenarten an der kosmischen Strahlung ein. Protonen bilden den Hauptbestandteil, so daß bei Berücksichtigung der Komposition der Eisenpeak im Schwanz der Protonverteilung verschwindet. Für eine Trennung ist es also unerlässlich Multiparameteranalysen durchzuführen, wie z.B. die 'Principal Component Analysis'-Methode [Gab92], statistische Verfahren, die auf Bayes Entscheidungsregeln basieren oder Neuronale Netze [Chi89], [Chi91].

3 Das Luftschauerexperiment KASCADE

Auf dem Gebiet der kosmischen Strahlungsphysik gibt es einen weiten Fragenkomplex, der auf Antworten wartet. Einige davon soll das zur Zeit auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe (49.1° n.B., 8.4° ö.L., 110 m ü.d.M.) im Aufbau befindliche Luftschauerexperiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETektor) [Dol90] beantworten helfen. Die wichtigsten Ziele sind hierbei die Beantwortung der Fragen des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung um den Bereich des 'Knies' ($3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ eV) (siehe Abbildung 2.1). Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Erforschung hochenergetischer γ -Strahlung, wobei hier die Suche nach Punktquellen im Vordergrund steht.

Das Problem besteht, wie schon gezeigt, in den großen intrinsischen Fluktuationen innerhalb eines individuellen Luftschauers. Daher ist es äußerst wichtig, eine große Anzahl von Schauerparametern simultan zu messen. Das KASCADE-Experiment besteht deshalb aus drei Komponenten (Abbildung 3.1):

- einem großflächigem Detektorarray zur Messung der Lateralverteilung und der Ankunftszeit der Schauerfront der elektromagnetischen und der myonischen Komponente
- einem großflächigem Spurdetektor (Streamertunnel) zum Nachweis der Myonkomponente
- einem Zentraldetektor zum Nachweis der Hadronen und Myonen im Schauerzentrum

Der Zentraldetektor befindet sich im Zentrum des 200×200 m² großen Arrays. Es handelt sich hierbei um ein 16×20 m² großes Eisenkalorimeter, dessen 9 Absorberschichten mit zunehmender Tiefe an Dicke zunehmen (0.7 - 2.5 hadronische Wechselwirkungslängen). Die Gesamtdicke des Kalorimeters beträgt somit 11 Absorptionslängen λ_0 . Dieser Aufbau ermöglicht den Nachweis von Hadronen in einem Energiebereich von 10 GeV bis 10 TeV mit einer fast konstanten Energieauflösung von ca. 35 %. Die aktiven Lagen bestehen aus 40 000 Flüssigionskammern ($25 \times 25 \times 1$ cm³), die mit TMS (Tetramethylsilan) gefüllt sind [Vat91]. Die Segmentierung des Kalorimeters erlaubt es, einzelne Hadronen mit einer Ortsauflösung $\sigma < 6$ cm für Hadronenenergien > 100 GeV zu trennen und eine Energiebestimmung durchzuführen [Eng90], [Mie94].

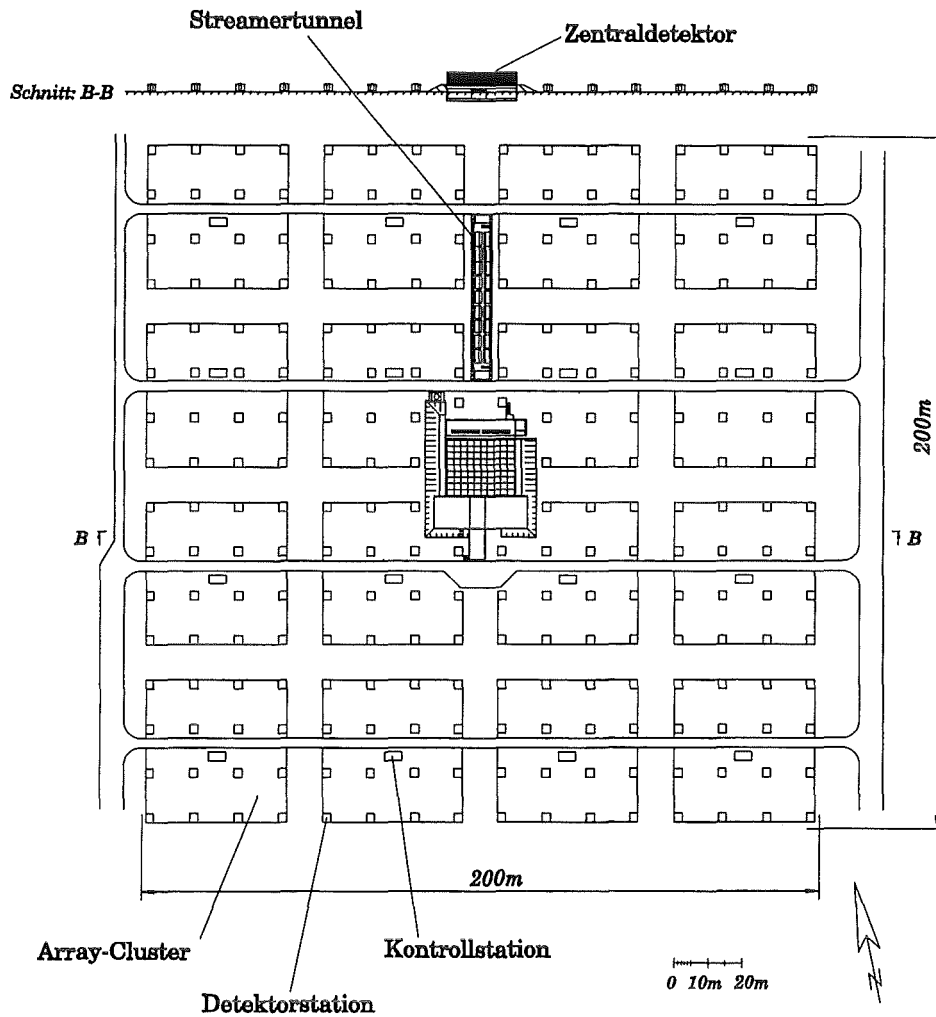


Abbildung 3.1: Lageplan des KASCADE-Experimentes mit dem Zentralkalorimeter, dem Streamertunnel und dem Detektor-Array im Forschungszentrum Karlsruhe.

Der Keller des Zentraldetektorgebäudes wird mit 2 Lagen Vieldrahtproportionalnalkammern mit einer Gesamtnachweisfläche von 260 m^2 [Her93] zur Messung von Myonen im Schauerzentrum ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$, $\sigma_{xy} \approx 4 \text{ mm}$) [Mat93] bestückt. In einer weiteren Ebene zwischen der 2. und 3. aktiven Lage des Kalorimeters befinden sich 456 Plastikszintillatordetektoren, von denen jeder eine Fläche von 0.45 m^2 besitzt und eine Zeitauflösung von $\sigma = 1.7 \text{ ns}$ erreicht [Ama95]. Sie erzeugen ein schnelles Triggersignal für das Kalorimeter und die Vieldrahtproportionalnalkammern. Weitere 32 dieser Detektoren befinden sich auf dem Dach des Kalorimetergebäudes und bilden das sogenannte Topcluster, mit dem niederenergetische Luftschauer unterhalb der Energieschwelle des Arrays untersucht werden können [Häu95].

Der 48 m lange Streamertunnel befindet sich im Norden des Zentralkalorimeters. In dem Tunnel wird unter einer ~ 18 Strahlungslängen dicken Abschirmung aus Beton, Stahl und Erde ein Spurdetektor mit einer aktiven Fläche von 144 m^2 installiert. Bei der gewählten Geometrie des aus Streamertubes bestehenden Spurdetektors ergibt sich eine Ortsauflösung von $\sim 2 \text{ cm}$ und eine Winkelauflösung von ca. 0.5° [Kol94],[Bra95].

Aus Flächenargumenten ($320 \text{ m}^2/40\,000 \text{ m}^2$) ergibt sich, daß etwa 1 % aller Schauer, die das Array treffen mit ihrem Schauerzentrum im Zentralkalorimeter liegen. Nur bei ihnen können alle drei Teilchenkomponenten gemessen werden. Dies führt zu den in Tabelle 3.1 gezeigten Triggerraten. Es wurde hierbei angenommen, daß Luftschauer bis zu einem Zenitwinkel von $\Theta \approx 30^\circ$ gemessen werden können.

E_0	$> 10^{15} \text{ eV}$	$> 10^{16} \text{ eV}$	$> 10^{17} \text{ eV}$
Array	5000 pro Tag	100 pro Tag	365 pro Jahr
Zentraldetektor	40 pro Tag	0.8 pro Tag	3 pro Jahr

Tabelle 3.1: Erwartete Ereignisraten bei KASCADE für verschiedene Primärenergien für einen Zenitwinkel von $\Theta \leq 30^\circ$

3.1 Das Detektorarray

Das KASCADE-Array besteht aus 252 Detektorstationen, die in einem rechteckigen Gitter mit 13 m Abstand angeordnet sind (Abbildung 3.1). Je 16 Stationen bilden eine Untereinheit, ein *Cluster*, in dessen Mitte sich eine klimatisierte Kontrollstation befindet. In ihr ist die Hochspannungsversorgung sowie die Auslese- und Triggerelektronik der Clusterdetektoren untergebracht. Jedes Cluster ist somit autonom und kann als eigenes Experiment gefahren werden. Die Meßdaten der einzelnen Cluster werden über Lichtleitkabel der zentralen Datenerfassung, die sich im nördlichen Teil des Zentralkalorimetergebäudes befindet, zugeführt.

In einer Detektorstation befinden sich vier Detektoren zum Nachweis der e/γ -Komponente und unter einer ~ 20 Strahlungslängen dicken Blei-Eisen-Abschirmung ein Myondetektor (Abbildung 3.2). Als Schutz vor Witterungseinflüssen dient eine Hütte. Mit einer effektiven Gesamtfläche von 3.14 m^2 für die e/γ -Detektoren und 3.24 m^2 für den Myondetektor pro Station ergibt sich mit dem Gitterabstand von 13 m eine Flächenbelegung von 2 %.

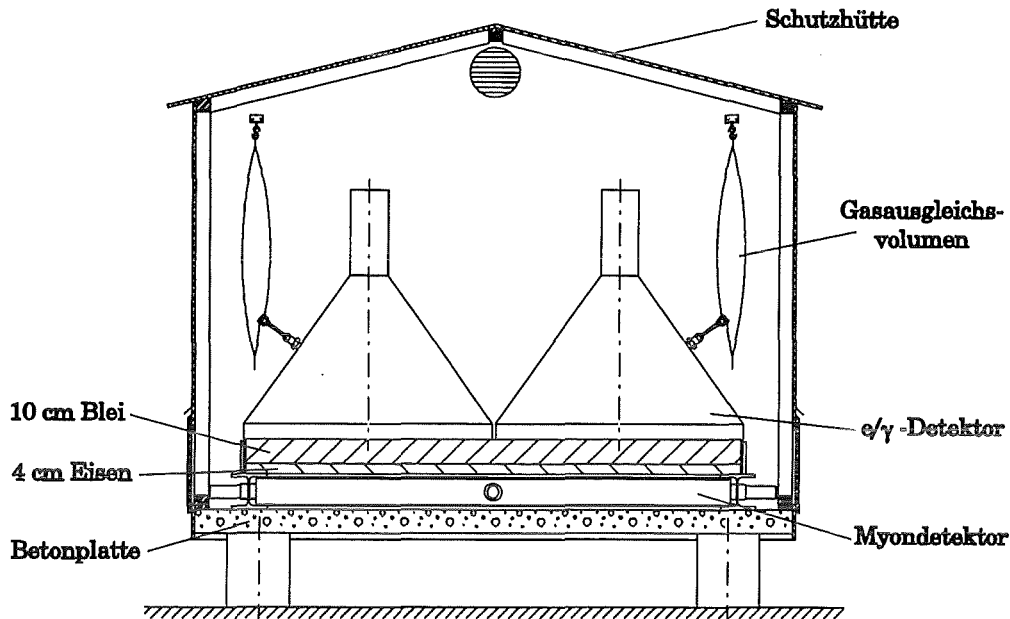


Abbildung 3.2: Schnitt durch eine Detektorstation des KASCADE-Arrays.

3.1.1 Der e/γ -Detektor

Der e/γ -Detektor (Abbildung 3.3) besteht aus einem kegelförmigen Edelstahlbehälter mit einem Durchmesser von einem Meter, dessen Innenseite mit weißer Reflektorfarbe beschichtet ist. Eine zylindrische Wanne am unteren Rand des Kegels ist mit 33 kg Flüssigszintillator (mittlere Dichte 0.887 g/cm^3) [Sch94] gefüllt, was einer Szintillatordicke von 4.8 cm entspricht. Das von durchgehenden ionisierenden Teilchen erzeugte Szintillatorlicht wird über einen Lichtleitkonus auf die Photokathode des Photomultipliers gebündelt. Das verstärkte Signal wird sowohl an der Anode als auch an einer Dynode des Photomultipliers angekoppelt, um so einen hohen dynamischen Bereich von bis zu 2000 Teilchen linear abzudecken [Sei93]. Da der Flüssigszintillator durch Luftsauerstoff vergiftet wird, ist der gesamte luftdichte Detektor mit Argon als chemisch inertem Schutzgas gefüllt. Um entstehende Druck- und Temperaturschwankungen ausgleichen zu können, befindet sich an jedem Detektor ein 60 l fassender Gasausgleichssack. Ein in den Lichtleitkonus eingeklebter Lichtleiter ermöglicht ferner die Zeitkalibration der einzelnen Detektoren relativ zueinander. Dies geschieht mittels eines Laserkalibrationssystems [Bau92], wobei die Kalibration mit einem Fehler von ca. 0.35 ns behaftet ist [Pfe95].

Durch intensive Detektorstudien [Völ92] konnte das Design so optimiert werden, daß die Meßwerte nicht mehr von den Detektoreigenschaften sondern im Wesentlichen von den intrinsischen Fluktuationen innerhalb eines Schauers dominiert wer-

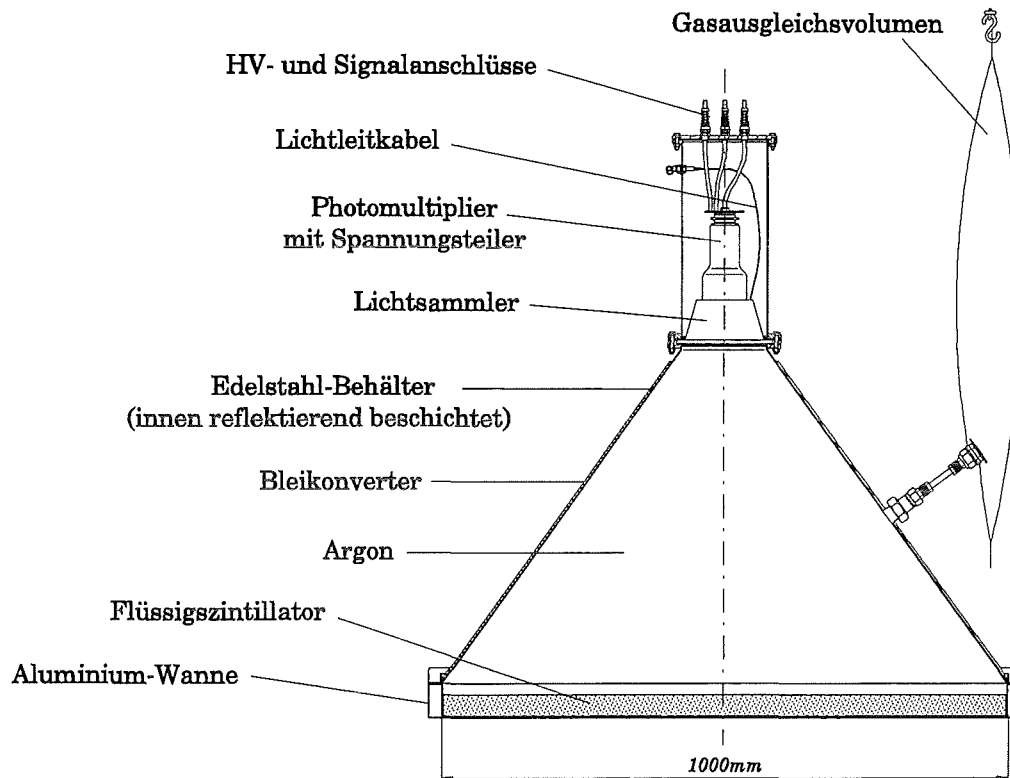


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des e/γ -Detektors des KASCADE-Arrays.

den. Der e/γ -Detektor erreicht eine Energieauflösung von $\sigma = 25.3\%/\sqrt{(E)}$ und eine Zeitauflösung von $\sigma = 0.77$ ns.

3.1.2 Der Myondetektor

Der Myondetektor (Abbildung 3.4) besteht aus vier $90 \times 90 \times 3$ cm³ großen Szintillatorplatten, die sich in einem lichtdichten Holzgehäuse befinden. Jede Kante wird durch grüne Wellenlängenschieberstäbe ausgelesen. Diese Stäbe sind an ihrem offenen Ende reflektierend beschichtet und befinden sich in einem Abstand von 0.8 Millimeter von den Szintillatorplatten. Jeden der vier Photomultiplier erreicht so durch Totalreflektion das Licht von drei Wellenlängenschieberstäben, so daß er Ereignisse in zwei Segmenten sieht. Ein durch ein Segment gehendes Myon ist so durch das koinzidente Signal von zwei benachbarten Photomultipliern charakterisiert. Diese Segmentierung bietet somit Vorteile bei dem Zählen von Myonen in einem Luftschauer (Kapitel 5.2.1).

Durch ausgedehnte Detektorstudien [Sch94] konnten die Eigenschaften des De-

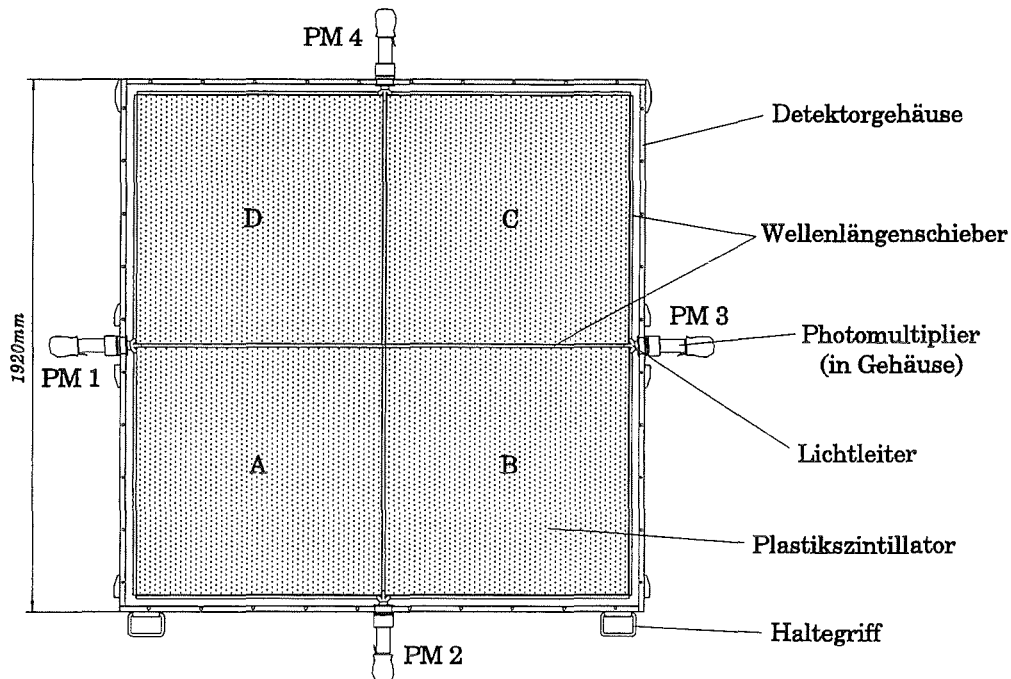


Abbildung 3.4: Aufsicht des Myonendetektors des KASCADE-Arrays. Die Buchstaben in der Mitte der Szintillatorplatten geben die Kennzeichnung des darüberstehenden e/γ -Detektors an.

tektors optimiert werden. Die Ankopplung der Photomultiplier an die Winkellichtleiter erfolgt über Silikonkissen, wodurch sich eine Verbesserung der Lichtausbeute gegenüber einer direkten Ankopplung von 43 % ergibt [Pro92]. Durch Aussparungen in der den Detektor umgebenden Reflektorfolie konnte die Ortsabhängigkeit der Detektorsignalhöhen vermindert werden, so daß die Inhomogenität innerhalb einer Platte etwa ± 4 % beträgt. Es ergibt sich somit eine Energieauflösung von $\sigma = 32\%/\sqrt{E}$ und eine Zeitauflösung von $\sigma = 2.9$ ns [Kri92].

4 Die Messung ausgedehnter Luftschauer

4.1 Experimenteller Aufbau

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse stand noch nicht das gesamte KASCADE-Array zur Verfügung. Die Messungen wurden daher mit zwei Clustern des Experimentes durchgeführt (Abbildung 4.1). Eines der Cluster, im folgenden *Triggercluster* genannt, wurde mit konventioneller NIM- und CAMAC-Elektronik betrieben. In ihm wurde nur je ein e/γ -Detektor pro Station ausgelesen und es diente vor allem zur Erzeugung eines externen Triggersignals für das zweite Cluster, das sogenannte *Meßcluster*. Dieses Cluster war mit der Vorserie von eigens für das KASCADE-Experiment entwickelter Elektronik und Triggerlogik bestückt, auf die im folgenden Kapitel eingegangen werden soll. Für das Studium des Einflusses eines Bleikonverters auf die Detektoreigenschaften und die Rekonstruktionsqualität waren im Meßcluster die e/γ -Detektoren jeder zweiten Station mit einem Bleikonverter von 3 mm Dicke bedeckt, so daß sich eine schachbrettartige Konfiguration von Stationen ohne und mit Bleikonverter ergab.

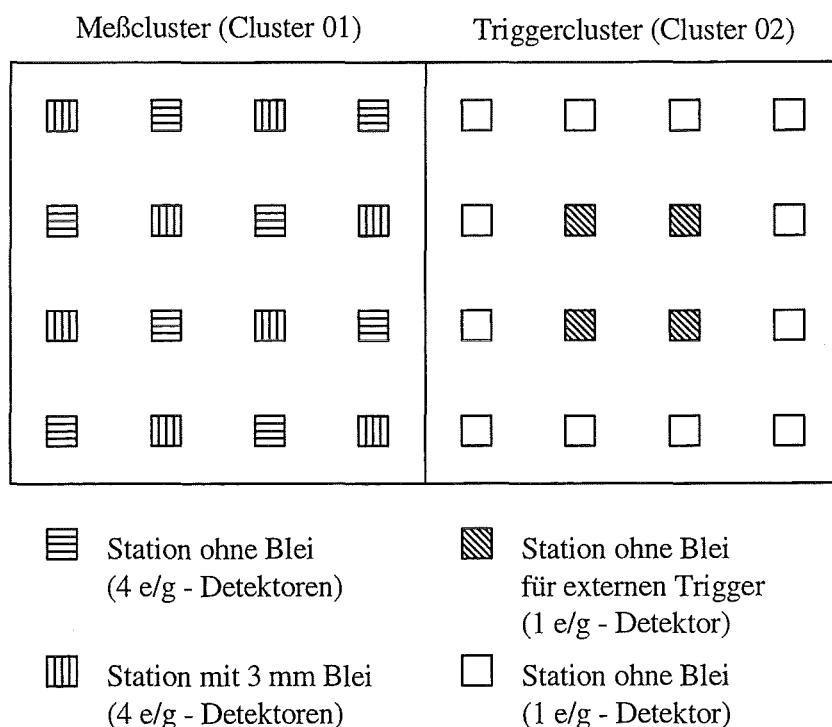


Abbildung 4.1: In dieser Arbeit benutzte Experimentgeometrie aus zwei Clustern des KASCADE-Arrays.

4.2 Elektronik und Datenerfassung

4.2.1 Das Triggercluster

Der Aufbau der Elektronik im Triggercluster ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Das Anodensignal jedes e/γ -Detektors wird nach 36 m Kabel über einen 1:1-Teiler in einen Energie- und einen Zeit/Triggerzweig aufgespalten. Der Energiezweig führt über ein 25 m langes Kabel ($\cong 125$ ns) und einen Entkoppelkondensator auf die Eingänge des ADC's (Le Croy 2249 A). Der Zeit/Triggerzweig wird über einen Verstärker um einen Faktor 10 verstärkt und teilt sich danach in den Zeit- und Triggerzweig auf. Die Signale des Zeitzweiges liefern über einen Diskriminator (Le Croy 623 B) und ein ebenfalls 25 m langes Kabel die Stoppsignale für den TDC (Le Croy 2228 A). Die Diskriminatorschwelle lag bei 10 mV, was einem Detektorsignal von etwa 0.3 Teilchen im Detektor entspricht, so daß ein Teilchen pro Detektor ausreicht, um ein Stoppsignal zu generieren.

In den Triggerzweig gehen die Signale der Detektoren 3A, 8A, 9A und 14A. Dies sind die vier inneren Stationen, die den externen Schauertrigger für die Triggereinheit des Meßclusters liefern (Abbildung 4.1). Jedes dieser Signale geht über einen Diskriminator (Le Croy 623 B) in eine 4 aus 4 Logik (Le Croy 622). Mit der eingestellten Diskriminatorschwelle von 20 mV ergibt sich so ein Triggersignal, wenn in jedem der vier e/γ -Detektoren mindestens ein Teilchen detektiert wurde. Das Triggersignal bildet einmal das Gatesignal für den ADC und das Common-Start-Signal für den TDC und gelangt über 60 m Kabel und einen Pegelwandler (NIM/TTL) auf den externen Triggereingang der Triggereinheit im Meßcluster. Weiterhin bedient es einen Zähler, der die Anzahl der externen Triggersignale registriert. Die Datenerfassung erfolgte mittels eines LSI11/73-Rechners mit dem Programm ONCAM [Pli91].

Um die gemessenen Ereignisse im Meßcluster und Triggercluster korrelieren zu können, muß im Triggercluster eine Uhr synchron zu dem im VME-Crate vorhandenen Uhrmodul laufen. Dazu wird der 1 Hz Takt dieses Uhrmodules über einen Pegelwandler (TTL/NIM) und einen Pulsselektor auf die CAMAC-Uhr gegeben. Der Pulsselektor gibt nur jeden sechzigsten Puls weiter und synchronisiert so die CAMAC-Uhr jede Minute mit dem Uhrmodul des Meßclusters.

Ein großer Nachteil dieser Meßmethode besteht in der Verwendung nur eines ADC's pro Kanal in diesem Triggercluster. Hierdurch ist der dynamische Bereich der Messung stark eingeschränkt. Es zeigte sich, daß der ADC bei etwa 450 MeV Energiedeposition in dem e/γ -Detektor in den Overflow lief. Bei einer mittleren Energiedeposition von 12.3 MeV für ein minimal ionisierendes Teilchen bedeutet dies, daß etwa 37 Teilchen den Detektor getroffen haben. Mit der Detektorfläche eines e/γ -Detektors von 0.79 m^2 ergibt sich so eine Teilchendichte von $\sim 46 / \text{m}^2$.

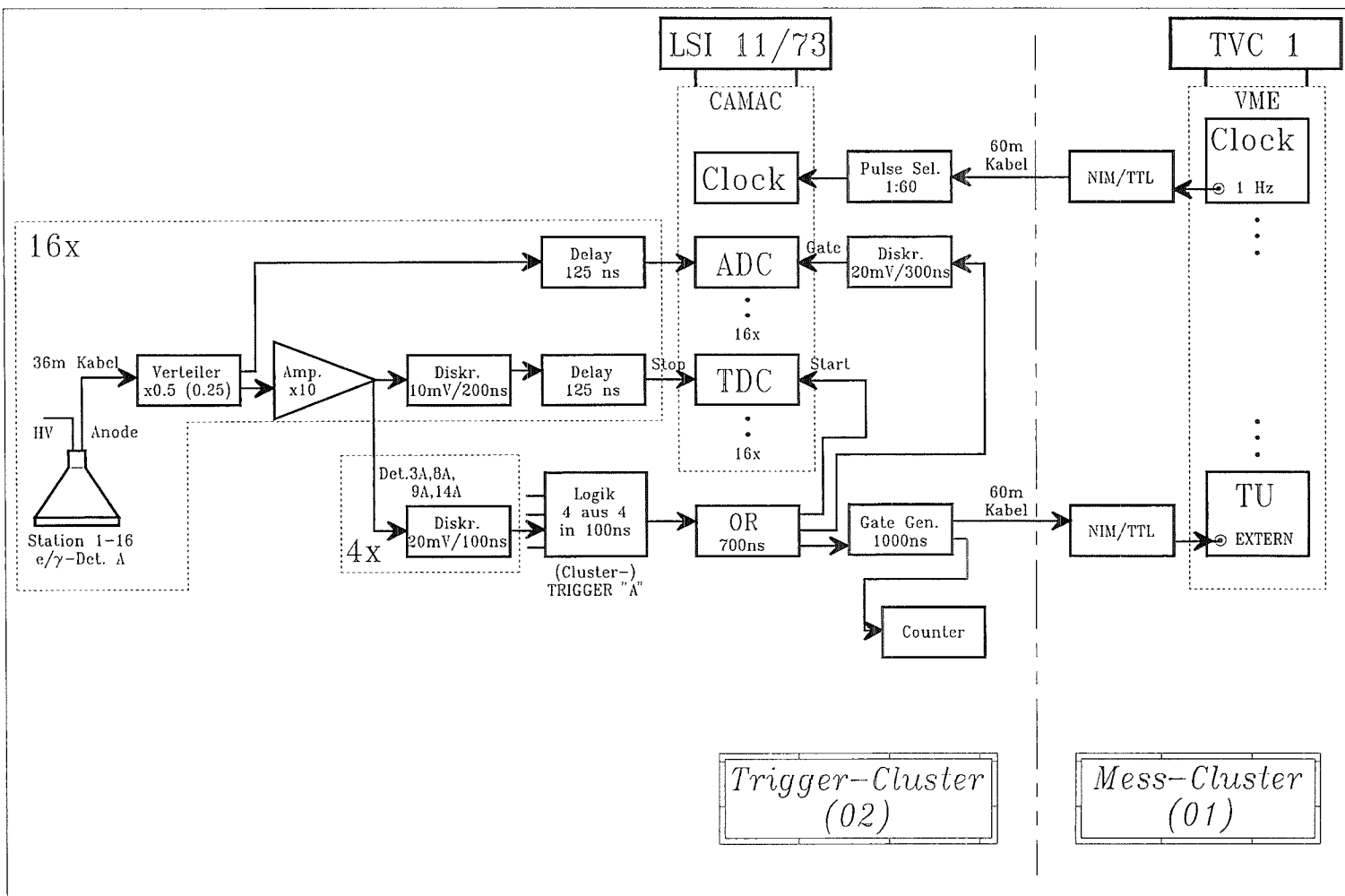


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der NIM- und CAMAC-Elektronik im Triggercluster.

Probleme bei der Rekonstruktion sind zu erwarten, wenn die Energiedeposition in vier oder mehr e/γ -Detektoren zu einem Overflow in den ADC's führt, da dann das Schauerzentrum nicht mehr gut definiert ist. Durch die Experimentgeometrie bedingt, bedeutet dies, daß die Teilchendichte in einem Abstand vom Schauerzentrum zwischen 6.5 m (halber Gitterabstand, Schauerzentrum genau zwischen vier Stationen) und 13 m (Gitterabstand, Schauerzentrum genau in einer Station) den oben genannten Wert nicht überschreitet. Dies ist der Fall für einen senkrecht einfallenden 10^{15} eV Proton-Schauer. Um die Messung zu höheren Energien zu erweitern, wurden deshalb in einer zweiten Messreihe die Signale aller Detektoren im Triggercluster über einen 1:1-Teiler (im folgenden als Signalteiler bezeichnet) halbiert. Der somit erreichte dynamische Bereich von 1:70 erlaubt nun die Auswertung der Messungen bis zu Energien von etwa $2 \cdot 10^{15}$ eV (~ 90 /m²).

4.2.2 Das Meßcluster

Das Meßcluster wurde mit Prototypen der für das KASCADE-Experiment entwickelten Frontendelektronik und Triggereinheit betrieben. Die generelle Struktur der Clusterelektronik [Sch95] ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

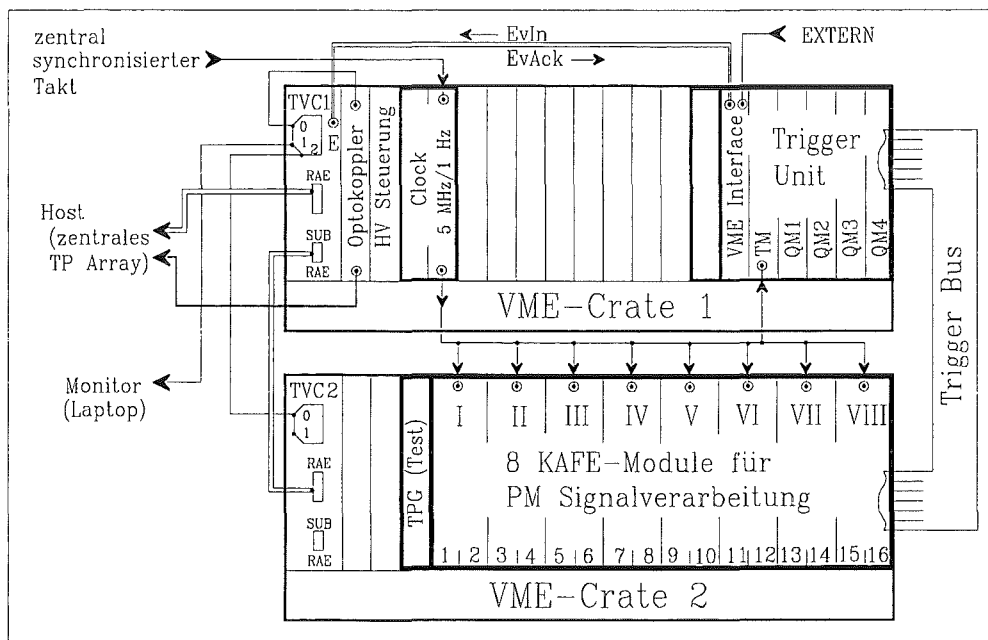


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau der Elektronik im Meßcluster.

Die dieser Entwicklung zugrundeliegende Philosophie war hierbei, daß jedes Cluster des KASCADE-Arrays als autonomes kleines Luftschauerexperiment betrieben

werden kann. Das Zuordnen der Daten aus verschiedenen Clustern erfolgt über eine gemeinsame Systemuhr, deren Zeittakt in allen Clustern synchronisiert ist. Alle Komponenten befinden sich in zwei VME-Crates, deren Steuerung über jeweils einen TVC (Transputer-based VME Controller) erfolgt.

Das obere Crate (VME Crate 1) enthält neben der Triggereinheit (TU), die Hochspannungskontrolle und ein Uhr-Modul. Dieses Modul wird von einer zentralen Experimentuhr synchronisiert und liefert zwei Pulse mit einem Takt von 1 Hz und 5 MHz. Die Triggereinheit erhält diese zwei Zeittakte, welche die zwei internen 'Uhren' der Triggereinheit synchronisieren. Die erste Uhr zählt die 5 MHz Takte und wird als Time Label (TL) bezeichnet. Sie wird mit jedem 1 Hz Takt zurückgesetzt. Die zweite Uhr zeigt ein Modifiziertes Julianisches Datum (MJD) an. Beim Experimentbeginn wird diese Uhr mit dem aktuellen MJD durch den TVC-1 geladen, der diese Information vom Zentralrechner erhält. Der 1 Hz Takt zählt dann in der Triggereinheit das MJD hoch.

In dem unteren Crate (VME Crate 2) befindet sich ein Testpulsgenerator, der Testpulse liefert, die eine Überprüfung der Elektronik in Hinblick auf ihre Eigenschaften, wie Nullpunkte, Linearität etc., erlauben. Weiterhin enthält es acht KAFE (KASCADE Array Frontend Electronic)-Module, wobei jedes Modul in der Lage ist zwei Stationen auszulesen. Von jeder Station stehen hierbei folgende Signale zur Verfügung:

- je ein Anodensignal der vier e/γ -Detektoren
- ein Summendynodensignal der vier e/γ -Detektoren
- je ein Anodensignal der vier Photomultiplier des Myondetektors

Nach einem Eingangsverstärker werden diese Signale in einen Zeit- und Energiezweig aufgeteilt. Im Energiezweig werden die Signale der vier e/γ -Detektoren und der vier Photomultiplier des Myondetektors einer Station aufsummiert und die Ladung dieser Summensignale dann mit einer Integrationskonstanten von 200 ns aufintegriert. Durch die Verwendung von drei ADC's pro Kanal bei den e/γ -Detektoren besitzt diese Elektronik einen hohen dynamischen Bereich, der bei den hier vorgestellten Messungen 1:5000 betrug. Für die Messung der Myonkomponente wird, wegen ihrer kleinen Teilchendichte, dieser hohe dynamische Bereich nicht benötigt, so daß hier zwei ADC's pro Kanal ausreichend sind.

Der Zeitzweig gelangt auf einen Diskriminator, dessen Schwelle softwaremäßig einstellbar ist. Nach der Diskriminierung wird dieses nun digitale Signal nochmals geteilt, um ein Signal für die Zeitmessung und eines für die Triggereinheit zu erhalten. Das Signal für die Zeitmessung startet die TDC's, wobei für jede Detektorart ein TDC verwendet wird. Sowohl bei den e/γ -Detektoren als auch bei den Myondetektoren startet der zeitlich früheste Detektor die Zeitmessung. Die Zeit eines Ereignisses

wird hierbei relativ zum 5 MHz Takt mit den TDC's mit einer Auflösung von ca. 0.27 ns bestimmt.

Das Signal für die Triggereinheit wird mittels eines Pulsformers in ein Signal gewandelt, das für die Erzeugung eines Triggersignales benötigt wird. Wann ein solches Triggersignal generiert wird, hängt von den Anforderungen an den Trigger ab. Die für das KASCADE-Array entwickelte Triggereinheit [Zab94] hat hierbei folgende Aufgaben zu erfüllen, wobei das Setzen von Triggerbedingungen softwaremäßig erfolgt:

- Erkennen von Luftschauerereignissen
- Detektion von seltenen lokalen Ereignissen
- Erkennen von Einzelmyonereignissen

Für das Erkennen von Luftschauerereignissen stehen drei Triggerbedingungen zur Verfügung, der Local High Density (LHD), der Cluster High Density (CHD) und der externe Trigger.

Der LHD-Trigger soll hohe Teilchendichten in einer Detektorstation registrieren. Er wird ausgelöst, wenn m ($m = 2, \dots, 4$) der vier e/γ -Detektoren einer Station ein Signal hatten. Die gesetzte Bedingung ist für alle Detektorstationen des Clusters gültig. Der CHD-Trigger stellt die Hauptbedingung für ein Luftschauerereignis dar. Dieser Trigger spricht an, wenn im gesamten Cluster mindestens n ($n = 1, \dots, 64$) der 64 e/γ -Detektoren ein koinzidentes Signal haben. Unter Berücksichtigung der bestehenden 'gate open' Zeiten und der Clustergröße bedeutet dies innerhalb von 400 ns.

Der externe Trigger kann von einer beliebigen Detektorkonfiguration erzeugt werden. Seine Bedeutung liegt in der späteren Vernetzung der Cluster und dem Einbinden der anderen Experimentteile des KASCADE-Experimentes. Hat z.B. eines der Cluster oder ein anderer Experimentteil (z.B. das Zentralkalorimeter) ein Triggersignal generiert, wird dieses an die zentrale Datenverarbeitung gesendet. Von dort wird es an alle anderen Cluster geschickt, damit diese auch ausgelesen werden. Die Triggerung dieser Cluster erfolgt dann über den externen Triggereingang der Triggereinheit.

Für die Untersuchung von Ereignissen, die nicht mit einem Luftschauer korreliert sind, aber in genau einem e/γ -Detektor eine hohe Energiedeposition aufweisen, dient der Single High Density (SHD)-Trigger. Er wird ausgelöst, wenn ein Dynodensignal eines e/γ -Detektors existiert und keine der anderen Schauerbedingungen im Cluster erfüllt ist (also kein LHD- oder CHD-Trigger).

Neben dem Erkennen von Luftschauerereignissen besitzt die Triggereinheit eine

Triggerlogik für das Erkennen von einzelnen, unkorrelierten Myonen. Dies ist für die Kalibration der Detektoren des Arrays von besonderer Bedeutung. Dieser Single Myon (SM)-Trigger erlaubt die Aufnahme von Eichspektren für die Einzeldetektoren parallel zu der Detektion von Luftschauern. Dies ermöglicht eine Online-Überwachung der Detektoren ohne einen Verlust an Meßzeit durch Kalibrationsmessungen. Ein weiterer Vorteil der Online-Überwachung liegt in dem sofortigen Erkennen von Detektorunregelmäßigkeiten und der Möglichkeit, auf diese sofort zu reagieren [Sei93]. Ein SM-Trigger wird generiert, wenn ein e/γ -Detektor und die zwei Photomultiplier der darunterliegenden Szintillatorplatte des Myondetektors ein koinzidentes Signal haben und keine anderen Signale in dieser Station registriert werden.

Hat die Triggerlogik einen LHD-, CHD-, SHD- oder externen Trigger registriert, werden die Werte der beiden Uhren (TL und MJD) in die entsprechenden Register geschrieben, ein VETO-Signal für die Triggereinheitlogik generiert und ein EVENT-Signal an den TVC-1 geschickt. Dieser liest die Register der Triggereinheit aus und quittiert dies mit einem EVENTACKNOWLEDGE-Signal, das den VETO-Status der Triggereinheit aufhebt und sie wieder bereit für das Erkennen eines neuen Triggers macht.

Bei einem SM-Trigger wird analog zu den anderen Triggern ein SM-Interrupt zum TVC-1 geschickt. Dieser SM-Interrupt besitzt jedoch eine niedrigere Priorität als ein EVENT-Signal und wird ignoriert, wenn der TVC-1 mit höher priorisierten Prozessen beschäftigt ist (z.B. Schauerdaten verarbeiten). Es wird dann kein VETO-Signal erzeugt. So ist gewährleistet, daß keine Luftschauerereignisse verloren gehen. Da der Fluß freier, unkorrelierter Myonen hoch ist (ca. $150 /\text{m}^2\text{s}$), besteht die Möglichkeit die Anzahl der bearbeiteten Myonereignisse herabzusetzen. Dies geschieht durch das Setzen eines Single Myon Supression Factor Registers (SMSFR).

Hat die Triggereinheit einen Trigger ausgelöst, wird die Datenauslese gestartet. Den schematischen Aufbau des für die Messungen verwendeten Datenerfassungssystems DAQAR (Data Aquisition Array) zeigt Abbildung 4.4. Die gezeigte Konfiguration erlaubt die Auslese von einem Cluster des KASCADE-Arrays und soll hier kurz erläutert werden. Eine detaillierte Beschreibung befindet sich in [Sch95].

Die Hardware-Konfiguration besteht aus einem LIM mit einem Master-Transputer (T425) und vier Transputermodulen (TRAMs), die über zwei C004-Crossbar-Switches mit dem TVC-1 der Frontendelektronik eines Clusters verbunden sind. Als Host-Rechner wurde ein PC (486/33) mit einer Transputer-Interface-Karte (IDA) verwendet.

Der TVC-1 schickt den von der Triggereinheit erhaltenen Time Label an den TVC-2, der anhand dieses Time Labels ein Schauer- oder Einzelmyonereignis identifiziert. Diese Daten werden an den TVC-1 geschickt, der sie über den LIM und die IDA-Karte an den PC weiterleitet. Dort werden sie auf der Festplatte gespeichert,

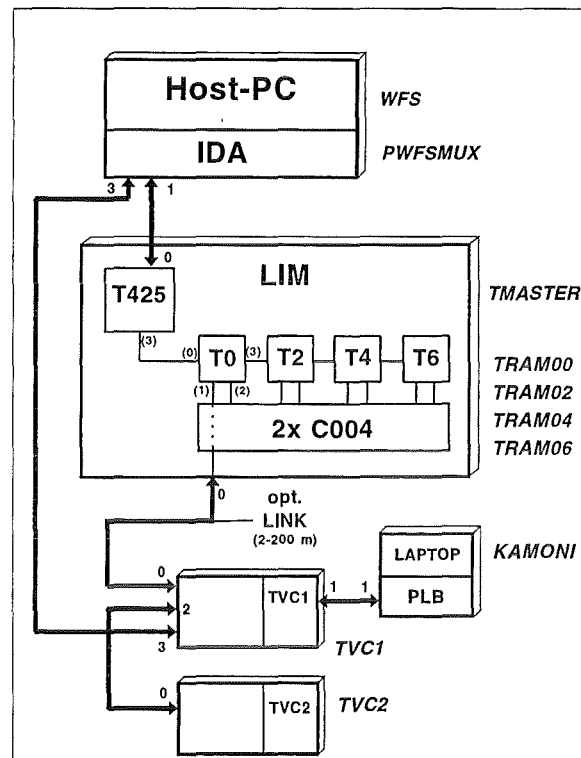


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Datenerfassungssystems DAQAR für die Auslese eines Clusters

wobei ein Ereignis aus einem Headerblock und einem oder mehreren Datenblöcken besteht, die folgende Informationen beinhalten:

Headerblock

- Länge des Headers
- Kennung des Experimentteils
- Sekundenzeit (MJD)
- Time Label (5 MHz)
- Clusternummer
- aktuelle Triggernummer
- Einstellungen der Triggereinheit
- aktueller Triggertyp (CHD, LHD, SHD, extern)
- aktuelle Triggergrößen
- Anzahl der folgenden Datenblöcke

Datenblock

- Stationsnummer
- ADC-Kanal e/γ -Detektoren
- TDC-Kanal e/γ -Detektoren
- ADC-Kanal Myondetektor
- TDC-Kanal Myondetektor
- Hitpattern der Station

Die Kennung des Experimentteiles wird benötigt, da für die unterschiedlichen Experimentteile des KASCADE-Experimentes eine einheitliche Datenstruktur verwendet wird. Die Clusternummer in Kombination mit der Stationsnummer im Datenblock definiert die geometrische Position der Station im Array, die für die Rekonstruktion benötigt wird. In den Einstellungen der Triggereinheit stehen die gesetzten Triggerbedingungen. Der aktuelle Triggertyp gibt an, welche Triggerbedingung den Trigger ausgelöst hat, und in den aktuellen Triggergrößen stehen die dazugehörigen Informationen für die aktuelle Triggernummer, wie z.B. Anzahl der e/γ -Detektoren für LHD-Trigger, welche Station hat LHD-Trigger ausgelöst etc. In dem Datenblock steht neben der Stationsnummer und den ADC- und TDC-Werten noch das Hitpattern der Station. In ihm befindet sich z.B. die Information, welche Photomultiplier angesprochen haben, ob sie im Overflow waren etc.

4.3 Abgleich und Eichung der Detektoren

Da aus Kostengründen die vier e/γ -Detektoren und die vier Photomultiplier des Myondetektors an je einer Hochspannungsversorgung angeschlossen sind und, wie schon erwähnt, eine Station als zwei Elektronikkanäle (je ein e/γ - und ein Myonkanal) ausgelesen werden, müssen die Detektoren einer Station aufeinander abgeglichen sein. Dies erfolgt durch Einlöten von Widerständen in die Hochspannungsversorgung der Einzeldetektoren, so daß jeder Photomultiplier die für eine definierte Verstärkung notwendige Spannung erhält.

Die Verstärkung der Einzelröhren wird durch die Messung kosmischer Myonen (Einteilchenpeak) bestimmt. Dazu wird eine Koinzidenz des e/γ -Detektors und der darunterliegenden Szintillatorplatte des Myondetektors gefordert. D.h. ein e/γ -Photomultiplier und die zwei, die darunterliegende Szintillatorplatte betrachtenden, Photomultiplier müssen ein koinzidentes Signal registrieren. Ist eine Station so gemessen, werden die für eine definierte Kanallage des Einteilchenpeaks benötigten Spannungen aus den gemessenen Werten berechnet. Hierfür ist die Kenntnis der Verstärkung und Steilheit des Einzeldetektors notwendig. Zur Bestimmung dieser Parameter wird, in einem dafür entwickelten Teststand, für jeden Detektor die Ka-

nallage des Einteilchenpeaks bei zwei verschiedenen Hochspannungen gemessen. Diese beiden Punkte definieren eine Gerade, deren Parameter den Detektor charakterisieren.

Mit diesem Verfahren können also iterativ alle Einzeldetektoren auf die gleiche Kanallage des Einteilchenpeaks, d.h. gleiche Verstärkung, gebracht werden, wobei der Abgleich auf ca. 5 % erfolgt. Testmessungen über die Dauer eines Jahres zeigten, daß die Detektoren trotz der Temperatureinflüsse stabil laufen und bis auf Ausnahmen die Detektoren innerhalb einer Station sich nicht unterschiedlich entwickeln. Dies rechtfertigt die Anwendung dieses Abgleichverfahrens und bestätigt die Detektor-konzeption.

Vor Beginn der in dieser Arbeit verwendeten Messungen wurden alle Detektoren im Triggercluster mit der oben beschriebenen Koinzidenz des e/γ - und Myondektors geeicht. Nach Beendigung der Messungen wurde diese Eichung nochmals überprüft, wobei sich keine nennenswerten Veränderungen zeigten. Die Detektoren des Meßclusters wurden durch den SM-Trigger online überwacht, und somit steht für jeden Meßrun eine eigene Eichung zur Verfügung.

5 Simulation und Rekonstruktion von ausgedehnten Luftschauern

Ein hochenergetisches Teilchen der primären kosmischen Strahlung wechselwirkt, wie schon erwähnt, auf seinem Weg durch die Atmosphäre mehrere Male und erzeugt hierbei eine große Zahl von Sekundärteilchen, die ihrerseits wieder wechselwirken und so einen ausgedehnten Luftschauer erzeugen. Aus der Messung der Teilchen dieses Luftschauers auf einem bestimmten Beobachtungsniveau soll nun auf die Art, die Energie und die Richtung des ihn auslösenden Primärteilchens geschlossen werden.

Um hierfür geeignete Verfahren entwickeln zu können, ist es erforderlich, durch verschiedene Primärteilchen ausgelöste Luftschauer zu simulieren und so Unterschiede in den Teilchenkomponenten für verschiedene Primärteilchen zu finden und Verfahren für ihre Rekonstruktion entwickeln zu können.

5.1 Die Simulation

CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KASCADE) wurde für die Simulation ausgedehnter Luftschauer für das KASCADE-Experiment am Institut für Kernphysik (IK1 und IK3) [Cap92], [Kna94] des Forschungszentrums Karlsruhe in Zusammenarbeit mit J.N. Capdevielle (Bordeaux) und P.K.F. Grieder (Bern) entwickelt. Es handelt sich hierbei um ein detailliertes Monte-Carlo-Programm, welches das Studium der Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre erlaubt.

Für die Modellierung der hochenergetischen Wechselwirkungen der Luftschauerteilchen mit den Atomen der Atmosphäre stehen verschiedene Modelle zur Verfügung, die optional durch eine Konfigurationsdatei ausgewählt werden können. Alle Modelle basieren hierbei soweit möglich auf experimentellen Daten:

- die starke Wechselwirkung bei kleinen Energien ($E_{cm} < 10$ GeV) kann durch einfache Routinen unter Verwendung des Isobaren- und Feuerball-Modells realisiert werden [Gri70], [Gri79] oder mit dem detaillierteren GEISHA-Code [Fes85], der die Berechnung des elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnittes für Hadronen unterhalb 80 GeV in Luft erlaubt und ihre Wechselwirkung und Teilchenproduktion beschreibt.
- für die starke Wechselwirkung bei hohen Energien ($E_{cm} > 10$ GeV) steht ein von J.N. Capdevielle [Cap89] entwickeltes Programm, auf der Basis des Dual-Parton-Modells (DPM) [Cap80], zur Verfügung, oder das VENUS-Programm [Wer93], das die Simulation ultrarelativistischer Schwerionenstöße durch eine

detaillierte Beschreibung von Erzeugung, Wechselwirkung und Fragmentation von Farbstrings modelliert.

- für die Simulation des elektromagnetischen Teils ausgedehnter Luftschauer steht eine analytische Berechnung nach der NKG-Formel (Kapitel 2, Formel 2.2) oder eine vollständige Berechnung aller relevanter elektromagnetischer Prozesse nach einer modifizierten Version des EGS4-Codes [Nel85], [Cap82], [Lag79] zur Verfügung.

Basierend auf diesen Grundkomponenten wurden eine Reihe wichtiger Erweiterungen eingeführt (z.B. Kern-Kern- und Nukleon-Kern-Stöße, Fragmentation durch diffraktive und Ladungsaustausch-Reaktionen, Bestimmung des Anteils der wechselwirkenden Nukleonen im Target und Projektil nach Klar und Hüfner [Kla85], Photoproduktion von Hadronen, Myonpaarerzeugung). CORSIKA ist somit in der Lage, ausgedehnte Luftschauer für verschiedene Primärteilchen (16 Elementarteilchen und Kerne bis $A=56$) unter beliebigen Einfallswinkeln und Primärenergien bis zu 10^{16} eV zu simulieren.

Diese so erhaltenen Luftschauerdaten beschreiben also die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers in der Atmosphäre; sie beinhalten aber noch nicht die Antwort eines Detektorsystems. Diese Simulation erfolgt für das KASCADE-Array in einem zweiten Schritt mit dem Monte-Carlo-Programm GEX [May90], [May92b], das auf dem CERN GEANT3-Programmpaket [Bru85],[Bru87] basiert. GEANT3 ermöglicht die detaillierte Beschreibung aller Detektorkomponenten in Bezug auf ihre geometrische und materielle Beschaffenheit. GEX ist hierbei in der Lage, neben ausgedehnten Luftschauern auch einzelne Teilchen verschiedener Art und Energie zu bearbeiten.

Trifft ein Teilchen eine Detektorstation, wird es auf seinem Weg durch diese hindurch verfolgt. Dabei werden alle physikalischen Wechselwirkungen berücksichtigt, die für dieses Teilchen in dem durchdrungenen Material in Betracht kommen. Bei den Wechselwirkungen entstehende Sekundärteilchen werden analog behandelt. Die in den einzelnen Detektorkomponenten deponierte Ionisationsenergie wird zusammen mit den Koordinaten des zugehörigen Teilchensegmentes und der Teilchenankunftszeit gespeichert.

Bei der Simulation von ausgedehnten Luftschauern werden, nachdem alle Schauerteilchen bearbeitet worden sind, diese Informationen benutzt, um für jeden getroffenen Detektor ein Detektorsignal zu erzeugen. Dieser Schritt berücksichtigt neben den Szintillatoreigenschaften und der spezifischen Lichtsammelgeometrie auch die Photomultiplier- und Elektronikeigenschaften. Hieraus werden so die Detektorpulshöhen und Ankunftszeiten erhalten. Zusätzlich wird noch ein 'cheat digit word' geschrieben, das es erlaubt, die Art aller Schauerteilchen, die zu dem spezifischen Detektorsignal beigetragen haben, zu erkennen. Da bei einem typischen Luftschau-

ereignis mit einer Primärenergie von mehr als 10^{14} eV mehrere hundert Detektoren beteiligt sind, ist eine große Datenmenge vorhanden, für deren weitere Bearbeitung strukturierte Datenformate benötigt werden. Die erhaltenen Detektorantworten werden deshalb in einer ZEBRA-Bankstruktur [Cer95] weggeschrieben.

5.2 Die Rekonstruktion

Ziel der Rekonstruktion von ausgedehnten Luftschauern ist es, aus den auf dem Erdboden gemessenen Schauerparametern die Richtung, Energie und Art des den Schauer auslösenden Primärteilchens zu erhalten. Dazu müssen die in den einzelnen Detektoren gemessenen Ankunftszeiten und Pulshöhensignale analysiert werden. Hierzu dient das Rekonstruktionsprogramm REX [May92c], welches zwei Level für die Analyse bereitstellt. Im Level 1 finden schnelle, z.T. neuartige Verfahren Anwendung, wohingegen im Level 2 die Standardfitverfahren benutzt werden. Alle für die Analyse relevanten Parameter können hierbei in einer Konfigurationsdatei gesetzt werden.

Abbildung 5.1 zeigt ein schematisches Flußdiagramm dieses Rekonstruktionsprogrammes. Bei der Initialisierung werden alle verwendeten Programmpakete (z.B. ZEBRA, HBOOK, etc.) initialisiert, die Grunddatenstruktur angelegt, Startwerte und -parameter für die einzelnen Prozessoren gesetzt, die Konfigurationsdatei gelesen und benötigte Ein- und Ausgabedateien geöffnet bzw. angelegt.

Danach wird das erste Ereignis gelesen. Stimmt die Ereignisnummer nicht mit der Nummer des ersten in der Konfigurationsdatei gewählten Ereignisses überein, werden die Ereignisse solange gelesen, bis die Bedingung erfüllt ist. Dann erfolgt die Analyse der Daten.

Bei einer vollen Analyse werden zuerst die Energiedepositionen in den e/γ -Detektoren bearbeitet. Diese Analyse liefert die Entscheidung, ob das Schauerzentrum innerhalb oder außerhalb des Arrays lag. Befindet sich das Schauerzentrum außerhalb, wird die Bearbeitung des Ereignisses beendet, da mit den bisher erprobten Methoden, die in den folgenden Kapiteln vorgestellt werden, keine sinnvolle Rekonstruktion für diese Ereignisse möglich ist. Liegt das Schauerzentrum innerhalb des Arrays, erfolgt die Analyse der Detektorzeiten. Danach werden noch die Energie- und Zeitsignale der Myondetektoren analysiert. Tritt bei einer Analyse ein Fehler auf, wird das Ereignis sofort verworfen und das nächste prozessiert. War die Analyse erfolgreich, wird überprüft, ob der aktuelle Iterationslevel dem maximal gewünschten entspricht. Ist dies nicht der Fall, wird das Ereignis auf dem nächst höheren Iterationslevel bearbeitet. Die Analyse beginnt jedoch immer auf Level 1, da im Level 2 Verfahren Anwendung finden, die eine Information aus Level 1 benötigen, z.B. als Startwerte für die auf Level 2 verwendeten Fitverfahren.

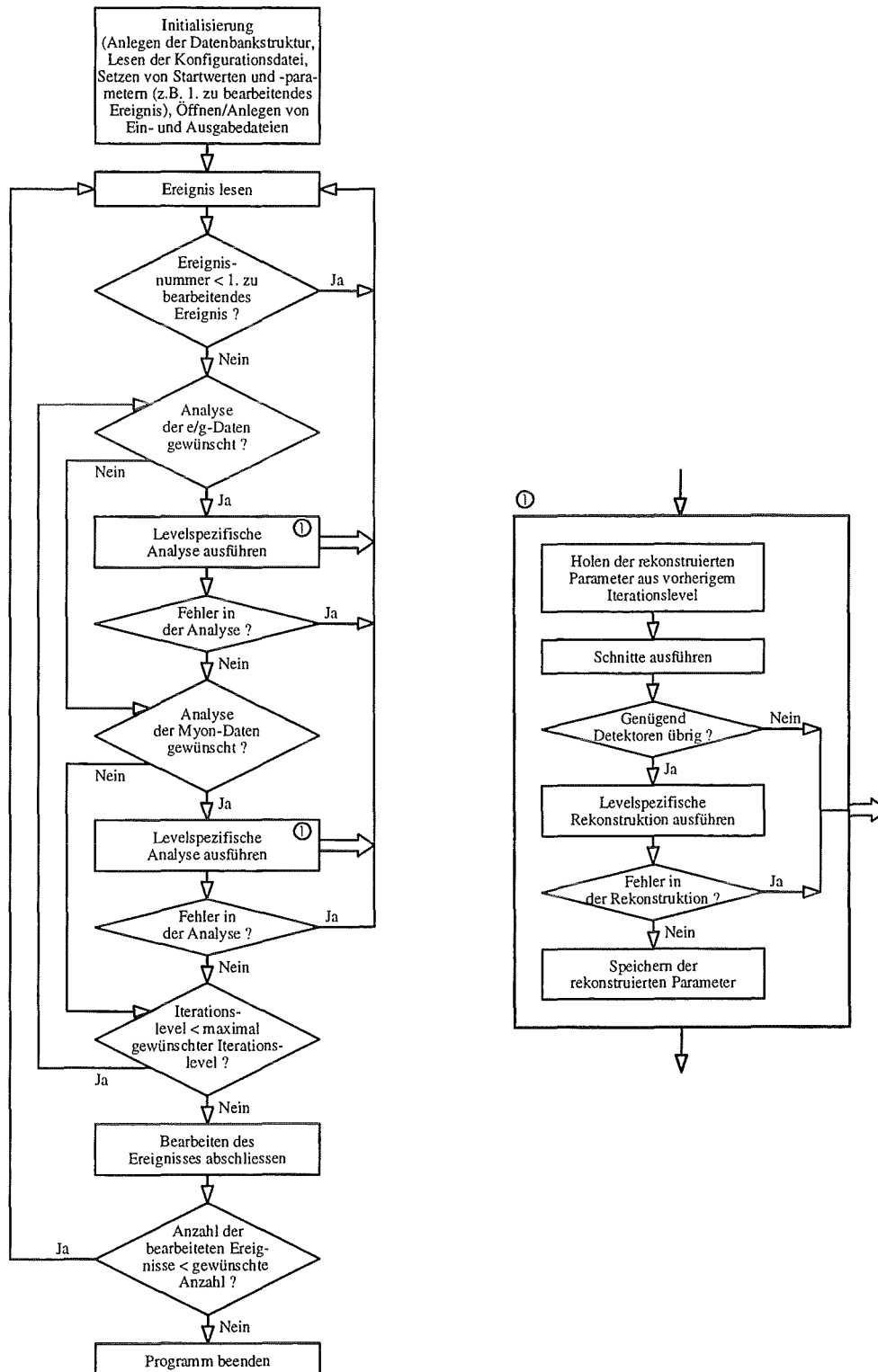


Abbildung 5.1: Flußdiagramm des Rekonstruktionsprogrammes REX.

Durch die Konfigurationsdatei kann auch nur eine oder mehrere der Analysearten (e/γ -Energie, -Zeit, μ -Energie, -Zeit) gewählt werden und so selektiv bestimmte Aspekte betrachtet werden. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Zeitersparnis bei der Analyse, da nicht immer eine Auswertung aller Parameter erfolgen muß.

Der Ablauf der levelspezifischen Analyse ist in Abbildung 5.1 auf der rechten Seite dargestellt. Zuerst werden die auf dem vorherigen Level bestimmten Parameter geholt, falls diese vorhanden sind. Danach werden die levelspezifischen Schnitte auf die Daten angewandt. Dies können Radius-, Energie- oder Zeitschnitte sein. Die Detektorstationen werden dann in drei Gruppen eingeteilt. Eine Gruppe bilden Stationen, die eine für die Analyse brauchbare Information beinhalten. Eine weitere Gruppe besteht aus Stationen, die kein Signal gehabt haben und die letzte aus Stationen, die aus irgendeinem Grund (z.B. Hardware-Probleme, Schnitte etc.) nicht in die Analyse mit eingehen. Ist die Anzahl der für die Analyse brauchbaren Stationen kleiner als eine definierte Anzahl, kann keine sinnvolle Analyse mehr stattfinden, und das Ereignis wird verworfen. Andernfalls findet die levelspezifische Rekonstruktion statt. Tritt hierbei ein Fehler auf, wird das Ereignis ebenfalls verworfen, ansonsten werden seine rekonstruierten Parameter gespeichert.

Der stark modulare Aufbau und die Steuerung durch eine Konfigurationsdatei ermöglichen so eine große Flexibilität in der Ereignisrekonstruktion. Auf die levelspezifischen Rekonstruktionsverfahren soll im nächsten Kapitel eingegangen werden.

5.2.1 Schnelle Rekonstruktionsverfahren

Die Bestimmung des Schauerzentrums erfolgt durch ein Neuronales Netz [May92]. Das gesamte KASCADE-Array wird in Detektorstationsquartette aufgeteilt, denen jeweils ein Neuron zugeordnet ist. Benachbarte Neuronen können über einen symmetrischen Kopplungsterm wechselwirken. In einem ersten Schritt wird nun für jedes Detektorquartett der Quadrant bestimmt, der den Schwerpunkt (Center of Gravity) der gemessenen Quartett-detektorpulshöhen enthält. Dieser Quadrant wird als *COG-Quadrant* bezeichnet. Der Wert des Neuronenkopplungsterms wird durch die lokale Anordnung der COG-Quadranten bestimmt. Es gibt hierbei drei grundlegende Wechselwirkungen. Neuronen mit benachbarten COG-Quadranten verstärken sich, wohingegen COG-Quadranten mit abgewandten Seiten sich abschwächen. Neuronen, deren COG-Quadranten in die gleiche Richtung zeigen, verhalten sich neutral. Als Resultat dieser Wechselwirkung werden die Neuronen, die mit den vier das Schauerzentrum umgebenden Detektorquartetten assoziiert sind, sich so stimulieren, daß ihr Ausgabewert den Wert 1 annimmt. Die genaue Bestimmung des Schauerzentrums erfolgt dann durch eine Schwerpunktsbestimmung (COG-Methode) mit diesen Detektoren. Das Neuronale Netzwerk kann so in Kombination mit einem Teilchendichteschnitt Schauer, deren Zentrum außerhalb des Arrays lag, mit 95 % Sicherheit

erkennen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Schauer, deren Zentrum im Array lag, beträgt bei einer Schauergröße von $N_e = 10^4$ Teilchen 90 % und steigt für Schauergrößen von $N_e > 2 \cdot 10^4$ Teilchen auf 100 %. Es stellt also ein leistungsfähiges und schnelles Verfahren für die Bestimmung des Schauerzentrums dar, das daher auch für online-Analysen verwendet werden kann.

Aus der für das Neuronale Netzwerk ermittelten Teilchendichtematrix kann eine Abschätzung der Schauergröße über den aus Simulationen empirisch ermittelten Zusammenhang

$$\log(N_e) = 2.40 + 0.94 \cdot \log(E_{tot})$$

erfolgen. E_{tot} ist die Summe der Teilchendichte im gesamten Array. Diese Abschätzung gilt natürlich nur für zentrale Schauer, die symmetrisch in der Experimentgeometrie liegen. Bei Schauern, deren Zentrum am Rand des Arrays liegt, wird nur ein Teil des Schauers gemessen, so daß diese Abschätzung hier zu einer Unterschätzung der Schauergröße führen muß. Ferner wurde diese Beziehung aus Simulationen mit einer frühen Version des CORSIKA-Programmes gewonnen. Eine Überprüfung dieser Beziehung mit neuen Simulationen und die Untersuchung des Einflusses der Lage des Schauerzentrums werden in Zukunft eine bessere Abschätzung der Schauergröße liefern.

Ein schnelles Verfahren zur Bestimmung der Schauerrichtung beruht auf einem einfachen Gradientenansatz und benötigt keinerlei Minimalisierungsroutinen [May93]. Für jede Detektorstation wird folgende Zeitdifferenz entlang der x-Achse des Arrays gebildet:

$$t_{ij,x} = \frac{t_{i-n,j} - t_{i+m,j}}{(m+n) \cdot \Delta x}$$

Die Indizes i und j zeigen die Position der Station in x- und y-Richtung an, Δx ist der Gitterabstand. Die Anzahl der Positionindizes zu der nächsten links und rechts gelegenen Station in x-Richtung geben m und n an. Hierbei werden nur Stationen berücksichtigt, die ein brauchbares Zeit- und Energiesignal haben, d.h. die nicht durch einen Schnitt ausselektiert wurden. Findet sich keine solche Detektorstation, wird diese Station bei der Analyse nicht berücksichtigt. An den Grenzen des Arrays werden asymmetrische Differenzen verwendet, da hier in einer Richtung keine weitere Station mehr vorhanden ist, z.B. wird $n = 0$ gesetzt, wenn $i = 1$ ist. Analog wird für jede Detektorstation eine Zeitdifferenz $t_{ij,y}$ entlang der y-Achse gebildet.

Für eine Detektorstation erhält man so ein Paar von orthogonalen Zeitdifferenzen, die den lokalen Gradienten der Ankunftszeitverteilung repräsentieren. Jedes Paar von orthogonalen Zeitdifferenzen erhält zusätzlich ein Gewicht, das proportional der in den benachbarten Detektorstationen deponierten Energie ist. Diese Wahl der Gewichte bevorzugt schauerzentrumsnahe Stationen mit hohen Teilchendichten

und somit einer guten Zeitinformation. Diese Gewichte werden nun auf der Zeitdifferenzebene an der Position ihres zugehörigen Gradientenvektors eingetragen. Der Schwerpunkt \hat{t}_x, \hat{t}_y dieser zweidimensionalen Verteilung stellt eine Abschätzung für die Richtung der Schauerachse dar und ist mit ihren Richtungscosini über folgende einfache Beziehung verbunden:

$$\begin{aligned}\cos \alpha_x &= c\hat{t}_x \\ \cos \alpha_y &= c\hat{t}_y \\ \cos \alpha_z &= \cos \vartheta \\ \sin \vartheta &= c\sqrt{\hat{t}_x^2 + \hat{t}_y^2}\end{aligned}$$

c : Lichtgeschwindigkeit

Verwendet man für die Schwerpunktbildung nur etwa 25 % der Einträge mit den höchsten Gewichten und zusätzlich einen auf einem Neuronalen Netzwerk beruhenden Suchalgorithmus, der lokale Fluktuationen erkennen kann, so erreicht man mit dieser Methode für große Schauer ($N_e > 10^5$ Teilchen) die gleiche Winkelauflösung wie mit einem konventionellen Konusfit. Für eine Schauergröße von $N_e \leq 10^5$ Teilchen erreicht diese Methode bessere Winkelauflösungen und zeigt sich somit dem Fit sogar überlegen.

Die Bestimmung der Myonkomponente eines ausgedehnten Luftschauers ist aus verschiedenen Gründen eine sehr schwierige Aufgabe, wie im folgenden erläutert wird.

Eine Schwierigkeit rührt von dem sogenannten 'punch-through'-Problem her, das in Kapitel 6.6 detailliert diskutiert wird und einen wesentlichen Bestandteil dieser Arbeit darstellt. Auf Grund des 'punch-through' können nur Myondetektoren, deren Abstand zum Schauerzentrum größer als 40 m ist, für die Analyse benutzt werden. Die Bestimmung der Teilchenzahl aus der im Myondetektor deponierten Energie wird ebenfalls durch den 'punch-through' beeinflusst. So wird in einem ersten Schritt eine radiusabhängige 'punch-through'-Korrektur der deponierten Energie vorgenommen, dann eine Winkelkorrektur. Die korrigierte Energiedeposition berechnet sich somit zu:

$$E_{Korr} = (E_{gem} - E_{p-thr}) \cos \theta$$

mit θ : Zenitwinkel des Schauers.

Bestimmt man nun die Teilchenzahl, indem man wie allgemein üblich die korrigierte Energiedeposition im Detektor durch den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens im Detektor teilt, so ergeben sich systematisch zu hohe Myonenzahlen. Dies rührt von der im Außenbereich der Schauer sehr kleinen Teilchendichte der Myonkomponente her ($< 1 / \text{m}^2$ für ein 10^{15} eV Proton). Einteilchenereignisse

stellen so den absolut dominierenden Anteil aller Ereignisse dar, und Landauffluktuationen der Energiedeposition müssen immer zu einer Überschätzung der Myonenzahl führen. Der häufigste Fehler besteht somit in einer Mißinterpretation eines Einteilchenereignisses als ein Vielteilchenereignis.

Dieses Problem kann aber durch den modularen Aufbau des Myondetektors (Abbildung 3.4) gelöst werden. Ereignisse, bei denen nur zwei benachbarte Photomultiplier ein Signal registrierten, werden unabhängig von ihrer Energiedeposition als ein Myon interpretiert. Durch dieses weitere Kriterium kann der systematische Fehler der Myonzahlrekonstruktion von etwa 15 % auf 0.6 % reduziert werden [May92a]. Die Bestimmung der Größe der Myonkomponente aus der so bestimmten Myonzahl erfolgt über eine empirische Formel, die aber eine systematische Unterschätzung der Myonkomponente um ~ 55 % mit einer Auflösung von 10-20 % liefert. Hier sind weitere Untersuchungen an simulierten Schauern dringend notwendig.

Eine Analyse der im Myondetektor registrierten Zeiten findet bis jetzt noch nicht statt.

5.2.2 Die Standardfitverfahren

Wie schon in Kap 2.2.1 erläutert, stellt die NKG-Formel eine gute Beschreibung der lateralen Dichteverteilung der elektromagnetischen Schauerkomponenten dar. Eine Anpassung dieser Formel an die gemessenen Dichteverteilungen liefert somit das Schauerzentrum, die Schauergröße und das Schaueralter in einem einzigen Schritt. Da diese Formel nur für senkrechten Einfall des Primärteilchens ihre Gültigkeit besitzt, muß zuerst die Arraydetektormatrix in die Ebene der Schauerscheibe transformiert werden. Die Energiedepositionen müssen nun in Teilchendichten der Elektronen ausgedrückt werden. Aus Simulationen zeigt sich, daß der Umrechnungsfaktor eine Funktion des Abstandes vom Schauerzentrum ist [May92a]. Dies trifft insbesondere zu, wenn die Detektoren mit einer Bleischicht belegt sind. Hochenergetische Photonen schauern in diesem auf und bilden Elektron/Positron-Paare, hochenergetische Elektronen senden Bremsstrahlung aus und diese Photonen bilden weitere Elektron/Positron-Paare. Gleichzeitig werden niederenergetische Elektronen absorbiert. Aber auch ohne Bleikonverter zeigt sich eine, wenn auch nicht so starke, Abhängigkeit des Umrechnungsfaktors vom Abstand zum Schauerzentrum.

Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, muß eine laterale Energiekorrekturfunktion (**Lateral Energy Correction Function**) konstruiert werden. Diese Korrekturfunktion gibt die mittlere Energiedeposition pro Schauerlektron als Funktion des Abstandes vom Schauerzentrum unter Berücksichtigung des Beitrages der begleitenden γ -Komponente und die Radiusabhängigkeit sowohl des Elektron/Photon-Verhältnisses als auch der mittleren kinetischen Teilchenenergie. Die Anzahl der

Elektronen im i -ten Detektor n_e^i ergibt sich somit aus der Energiedeposition ε_i des i -ten Detektors und dem Zenitwinkel ϑ der Schauerrichtung:

$$n_e^i = \text{Int}\left(\frac{\varepsilon_i \cos \vartheta}{LECF(r)} + 0.5\right)$$

An die, aus dieser Anzahl der Elektronen erhaltenen, Elektronendichte wird nun die NKG-Funktion (Kapitel 2.2.1, Formel 2.2) unter der Annahme einer Poisson-Statistik durch ein log-likelihood-Verfahren angepaßt. Die Position des Schauerzentrums, die Schauergröße und das Schaueralter sind hierbei die freien Parameter. Die so bestimmten Schauergrößen sind aber mit einem systematischen Fehler behaftet. Dies läßt sich durch die leichten Unterschiede in der lateralen Energiekorrekturfunktion für γ - und proton-/hadroninduzierte Luftschauer erklären. Für die Analyse muß jedoch eine Funktion vorgewählt werden, so daß sich systematische Fehler ergeben. Die Messung der Myonkomponente erlaubt hier aber eine Korrektur dieser Effekte. Die korrigierte Schauergröße $N_{e,c}$ ergibt sich so aus der einfachen empirischen Formel:

$$N_{e,c} = N_e - 0.37s^{1.65}N_\mu \quad (5.1)$$

N_e und s sind die aus dem NKG-Fit erhaltenen Schauergröße und Schaueralter, N_μ die absolute Größe der μ -Komponente. Auch diese empirische Beziehung muß noch intensiv untersucht werden, da sie unter Verwendung einer frühen Version des CORSIKA-Programmes gewonnen wurde und eine Näherung für senkrechte protoninduzierte Luftschauer darstellt. Insbesondere muß die Abhängigkeit dieser Beziehung von der Energie und Art des Primärteilchens sowie dem Zenitwinkel untersucht werden.

Mit der nun gut bekannten Position des Schauerzentrums kann ein Konus an die Verteilung der Detektorzeiten angepaßt werden und somit eine Bestimmung der Schauerrichtung erfolgen. Die zu minimalisierende Funktion hat die Form:

$$\Psi^2 = \sum_{i=1}^{n_e^i} (w_i(lx_i + my_i + nz_i + c(t_i - kr_i))^2)$$

mit $l^2 + m^2 + n^2 = 1$

l, m und n sind die Richtungsosini der Schauerachse, x_i, y_i und z_i beschreiben die Position des i -ten Detektors, r_i seinen Abstand vom Schauerzentrum und t_i die gemessene Detektorzeit. k repräsentiert die Steigung des Konus, die einen zusätzlichen freien Fitparameter darstellt. Die Gewichte w_i sind proportional der Wurzel der im i -ten Detektor deponierten Energie. Dies begünstigt zentrumsnahe Detektoren, deren Zeitsignal von Teilchen aus der vordersten Schauerfront stammen. Ein Schnitt

auf Detektoren, deren Abstand vom Schauerzentrum kleiner als 70 m ist, bringt eine weitere Verbesserung der Richtungsrekonstruktion, da die Näherung eines Konus für die Form der Schauerfront bei einem Radiusbereich über 70 m nicht mehr gültig ist.

Für die Bestimmung der Größe der myonischen Komponente wird eine modifizierte NKG-Funktion an die Myondichten angepaßt. Eine NKG-Funktion mit einem Molière-Radius von ~ 180 m beschreibt dabei die laterale Verteilung der myonischen Komponente, wie Simulationen gezeigt haben, recht gut. Der freie Fitparameter ist die Schauergröße. Das Schaueralter wird auf ein aus Simulationen erhaltenes 'mittleres Myonenalter' von 1.66 gesetzt, die Position des Schauerzentrums ist aus der Analyse der elektromagnetischen Komponente bekannt. Diese Vorgehensweise ist erforderlich, da nur etwa 20-30 % aller Myonen eines Luftschauers in das Array fallen. Durch diese weite laterale Myonverteilung und die geringen Dichten wird ein 2-Parameter-NKG-Fit instabil. Die Minimalisierung erreicht Nebenminima im N_μ -s-Parameterraum und führt sehr häufig nicht zu einer eindeutigen Lösung. Der NKG-Fit liefert eine systematische Unterschätzung der Größe der Myonkomponente von 6-10 % bei einer Auflösung von 10-20 %. Auch hier ist noch weitere Arbeit erforderlich, insbesondere bei der Bestimmung eines 'mittleren Myonalters'. In der Zukunft kann dieser Parameter aus den mit dem gesamten KASCADE-Array gemessenen Schauern bestimmt werden, indem einzelne Schauerereignisse überlagert werden, um so die statistischen Fluktuationen zu reduzieren.

Die mit diesen Methoden aus der Simulation (CORSIKA Version 4.065) erhaltenen Rekonstruktionqualitäten für das ganze KASCADE-Array und Detektoren ohne einen Bleikonverter bei einem Vertrauensbereich von 63% zeigt Abbildung 5.2.

Das Neuronale Netz in Kombination mit der schnellen COG-Methode (Level 1) liefert eine Auflösung für die Bestimmung der Position des Schauerzentrums im Bereich von 3 bis 4 Metern. Der NKG-Fit auf Level 2 ist dieser Methode klar überlegen und erreicht eine Auflösung bis zu 1.2 Meter. Die Winkelauflösung ist für die beiden verwendeten Verfahren vergleichbar und beträgt 0.5° bei kleinen Schauern und verbessert sich auf 0.12° bei großen Schauern. Die ohne Minimalisierungsroutinen auskommende, schnelle Gradientenmethode zeigt sich bei Schauergrößen von $\log N_e \leq 5$ dem konventionellen Fit sogar überlegen.

Die auf Level 1 aus Simulationen erhaltene empirische Formel für die Bestimmung der Schauergröße der elektromagnetischen Komponente unterschätzt die Schauergröße systematisch um 6-16 %. Die empirische Formel stellt, wie schon beschrieben, nur eine grobe Abschätzung dar, die durch weitere Untersuchungen an simulierten Schauern und der Überprüfung durch die Messung mit dem KASCADE-Array iterativ optimiert werden muß. Die Größe der Fehlerbalken entspricht der erreichbaren Auflösung und hat einen Wert von 2-5 %. Diese Auflösung erreicht auch der NKG-Fit (Level 2), der aber nur eine systematische Unterschätzung der Schauergröße von 1-2 % besitzt. Auch hier besteht noch die Notwendigkeit einer genaueren Untersu-

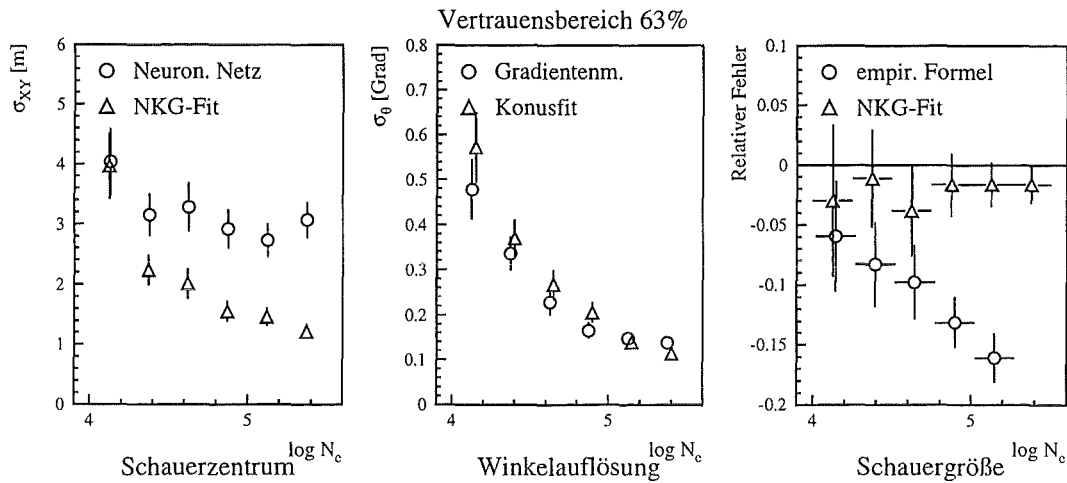


Abbildung 5.2: Rekonstruktionsqualität für die Bestimmung der Position des Schauerzentrums, die Winkelauflösung und die Bestimmung der Schauergröße für das gesamte KASCADE-Array in Abhängigkeit von der Schauergröße $\log N_e$ (ohne Bleikonverter).

chung der lateralen Energiekorrekturfunktion (LECF) und der empirischen Formel (5.1) für die Korrektur der Schauergröße.

Bei einer Belegung der e/γ -Detektoren mit einer 3 mm dicken Bleifolie ändert sich die erwartete Rekonstruktionsqualität für die Bestimmung der Position des Schauerzentrums und der Schauergröße der elektromagnetischen und myonischen Komponente nicht. Einzig die Winkelauflösung wird für Detektoren mit Bleikonverter besser, wie Simulationen (Abbildung 5.3) und Messungen anderer Experimente [Blo88], [Gib88] zeigen.

Besonders bei kleinen Schauergrößen zeigt sich eine deutliche Verbesserung von 20-25 %, die mit steigender Schauergröße abnimmt. Der Grund für diese Verbesserung liegt in dem starken Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten (von 6 % auf ca. 50 %) bei Detektoren mit Bleikonverter. In dem Blei werden niederenergetische Elektronen (≤ 30 MeV) gestoppt, und hochenergetische Elektronen produzieren durch Kaskadenbildung im Blei ein höheres Detektorsignal. Zusätzlich werden γ -Quanten in Elektron-Positron-Paare konvertiert und ergeben so einen zusätzlichen Beitrag zum Detektorsignal. Dadurch wird das Zeitsignal des Detektors von hochenergetischen Elektronen und den γ -Quanten ausgelöst, die sich als masselose Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegen und so die Schauerfront repräsentieren. Durch die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten und dem großen γ -Elektron-Verhältnis von ca. 6:1 steigt die Nachweiseffizienz für Detektoren mit Bleikonverter und führt somit zu einer kleineren statistischen Schwankung in der Zeit. Ein weiterer Vorteil für das Zeitverhalten der e/γ -Detektoren ergibt

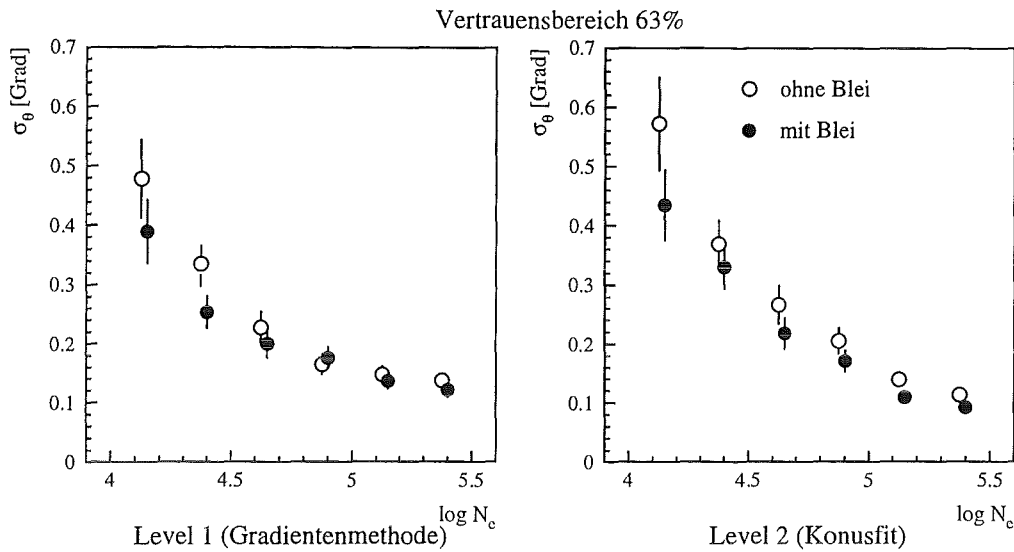


Abbildung 5.3: Einfluß einer 3 mm dicken Bleifolie auf den e/γ -Detektoren auf die Rekonstruktionsqualität für die Winkelauflösung bei einem Vertrauensbereich von 63 %.

sich aus der höheren Energiedeposition in einem mit Blei belegten Detektor, wodurch Fluktuationen in der Zeitmessung, bedingt durch die Pulsform an der Anode des Photomultipliers, reduziert werden. Mit steigender Schauergröße wird die Teilchendichte größer, so daß die Wahrscheinlichkeit steigt, daß ein hochenergetisches Elektron das Zeitsignal auslöst und der Unterschied zwischen e/γ -Detektoren ohne und mit Bleikonverter verringert sich.

5.3 Rekonstruktion der gemessenen Luftschauer

Die mit der in Kapitel 4 beschriebenen Experimentkonfiguration gemessenen Luftschauer liegen in einem Datenformat vor, das nicht der in der Simulation verwendeten ZEBRA-Bank-Struktur entspricht. Daher müssen die experimentellen Rohdaten durch ein Datenkonversionsprogramm umgewandelt werden, dessen schematischer Aufbau im Anhang A dargestellt ist. Ferner dient dieses Programm noch der Eichung der Detektoren und der Zuordnung der externen Schauertriggerereignisse.

Die aus der Messung erhaltenen Informationen der Detektoren liegen in Form von ADC- und TDC-Werten vor, die in eine Energie- und Zeitinformation umgerechnet werden müssen. Dies erfolgt mittels eines Eichfiles, in dem für jeden Detektor der Mittelwert der Kanallage des Energieverlustes durchgehender Myonen und eine aus Detektorsimulationen erhaltene mittlere Energiedeposition dieser Myonen steht.

Für das Triggercluster wurden diese Werte in einer Eichmessung erhalten, für das Meßcluster steht durch die online-Eichung mit dem SM-Trigger für jeden Meßrun eine aktuelle Eichung zur Verfügung.

Aufgrund der diesen Messungen zugrundeliegenden Experimentkonfiguration muß zwischen zwei verschiedenen Arten von Schauerereignissen (internen und externen) unterschieden werden. Hat nur das Meßcluster einen Trigger, so bezeichnen wir dies als internes Schauerereignis. Ein Triggersignal wird hierbei generiert, wenn eine der folgenden Triggerbedingungen erfüllt wurde:

- mindestens 8 der 64 e/γ -Detektoren hatten ein Signal (CHD-Trigger)
- alle e/γ -Detektoren einer Station hatten ein Signal (LHD-Trigger)
- SHD-Trigger

Es wurden dann nur die Stationen dieses einen Clusters ausgelesen.

Hatte das Triggercluster einen Trigger, ist dies ein externes Schauerereignis, auch wenn zusätzlich im Meßcluster ein Trigger vorlag. Um einen Trigger zu generieren, wird die Koinzidenz aller vier inneren Stationen gefordert (Abbildung 4.1). An das Meßcluster wird ein Triggersignal geschickt, so daß dieses ausgelesen wird, unabhängig davon, ob ein interner Trigger vorhanden war. Bei diesen Schauerereignissen steht also die Information von zwei Clustern zur Verfügung. Diese Information der beiden Cluster muß nun offline zusammengeführt werden. Dies erfolgt anhand der bei jedem Ereignis gespeicherten Sekundenzeit (MJD).

Das bestehende Rekonstruktionsprogramm REX ist für die Auswertung des ganzen KASCADE-Arrays entwickelt worden. Um es für die hier verwendete Experimentanordnung verwenden zu können, mußten leichte Modifikationen vorgenommen werden. Die wichtigste bestand hierbei in der Entwicklung eines neuen Algorithmus zur Lagebestimmung des Schauerzentrums (innerhalb oder außerhalb der Cluster). Bei dieser kleinen Experimentkonfiguration kann das Neuronale Netz noch keine Anwendung finden, da es zu wenig Neuronen gibt.

Deshalb kann auch die Schauergröße nicht aus der im Neuronalen Netz verwendeten Teilchendichtematrix bestimmt werden. Die Bestimmung der Position des Schauerzentrums erfolgt, falls der neue Algorithmus das Schauerzentrum innerhalb der Meßanordnung bestimmt hat, mittels der COG-Methode. Hierbei wird zuerst die Station mit der größten Energiedeposition gesucht. Mit ihr und ihren vier nächsten Nachbarstationen wird dann mittels einer Schwerpunktbildung die Position des Schauerzentrums bestimmt.

Für die Abschätzung der Schauergröße wird die Summe der Teilchendichten dieser fünf Stationen Σ_{TD} gebildet. Die Bestimmung der Schauergröße N_e erfolgt dann

iterativ aus dem aus Simulationen erhaltenen Zusammenhang:

$$N_e = \frac{\Sigma_{TD} \cdot 10^4 / 2.8}{0.4 \cdot \log(N_e) - 0.9}$$

In den beiden verwendeten Clustern findet, wie schon beschrieben, unterschiedliche Elektronik ihre Anwendung. Dies führt zu einem systematischen Timeoffset zwischen den gemessenen Zeiten dieser beiden Cluster. Daher ist es für die Auswertung der externen Triggerereignisse nicht möglich, die Gradientenmethode zu verwenden. Hier wird nun alternativ ein ebenfalls in dem Rekonstruktionsprogramm REX implementierter Ebenenfit angewandt. Dieser Ebenenfit wurde dahingehend angepaßt, daß der bestehende Timeoffset als weiterer freier Fitparameter eingebaut wurde. Die zu minimalisierende Funktion ergibt sich so zu:

$$\Psi^2 = \sum_{i=1}^{n_e^i} (w_i(lx_i + my_i + nz_i + c(t_i - t_{01}))^2) + \sum_{j=1}^{n_e^j} (w_j(lx_j + my_j + nz_j + c(t_j - t_{02}))^2)$$

mit $l^2 + m^2 + n^2 = 1$. t_{01} und t_{02} stellen die Referenzzeit für das jeweilige Cluster dar. Durch den Ebenenfit kann so auch das Timeoffset der beiden Cluster zueinander aus experimentellen Daten bestimmt werden, wobei die Krümmung der Schauerfront in diesem natürlich mit enthalten ist. Bei dem auf Level 2 verwendeten Konusfit wurde ebenfalls diese Anpassung implementiert.

Als weitere Neuerung kann jedes rekonstruierte Ereignis für die weitere Auswertung (Anhang C) in eine ZEBRA-Bankstruktur weggeschrieben werden, deren Aufbau sich im Anhang B befindet. Sie enthält alle Information über den Schauer und die Detektorsignale und kann in der Konfigurationsdatei ausgewählt werden.

5.3.1 Bestimmung der Lage des Schauerzentrums

Wie schon erwähnt, kann eine sinnvolle Rekonstruktion der Schauerparameter nur erfolgen, wenn das Schauerzentrum innerhalb der Meßanordnung liegt. Bedingt durch die kleine Experimentanordnung kann das Neuronale Netz (Kapitel 5.2.1) keine Anwendung finden. Es mußte deshalb ein neues Verfahren entwickelt werden. Ziel dieses Verfahrens sollte es sein, unabhängig von der Schauergröße, mit einer großen Effizienz Schauer, deren Zentrum außerhalb des Clusters lag von solchen, deren Zentrum sich innerhalb befand, zu trennen. Dabei sollte aber die Nachweiswahrscheinlichkeit für innerhalb liegende Schauer möglichst groß bleiben. Um realitätsnahe Ergebnisse zu erhalten, wurden die im Experiment verwendeten Triggerbedingungen in die Simulation eingebaut. So können interne und externe Schauerereignisse ohne und mit Signalteiler simuliert werden.

Betrachtet man den lateralen Verlauf der Teilchendichten in einem Luftschauer, so ist das Schauerzentrum durch hohe Teilchendichten charakterisiert. Mit steigendem Abstand von ihm, sinken sie stark ab. Daher ist es naheliegend, die Energiedeposition in den e/γ -Detektoren für die Festlegung eines Kriteriums zu verwenden. Aus dieser Energiedeposition wird für jede Station k eine Teilchendichte ρ_k berechnet. Unter Berücksichtigung der Clustergeometrie ergibt sich so als erstes Schnittkriterium die Summe Σ_i der Teilchendichten der inneren vier Stationen (Abbildung 5.4). Dieses Kriterium ist aber stark von der Schauergröße ($\log N_e$) abhängig, da höherenergetische Schauer auch weit außerhalb des Zentrums noch hohe Teilchendichten aufweisen. Ein Schnitt auf diese Größe stellt also eine künstliche Energieschwelle dar und wird mit steigender Schauergröße immer ineffektiver.

Ein weiteres Kriterium ist also notwendig, das sich aus dem Verhältnis $V_{i/a}$ der Summe der ρ_k der vier inneren und der Summe der ρ_k der zwölf äußeren Stationen ergibt. Hätten alle Stationen die gleiche Teilchendichte registriert, ergibt sich allein durch die relative Anzahl der Stationen ein Verhältnis von $1/3$. Ein höheres Verhältnis deutet also darauf hin, daß die Teilchendichte in den inneren Stationen höher ist als in den äußeren, was ein Indiz für das Schauerzentrum sein kann.

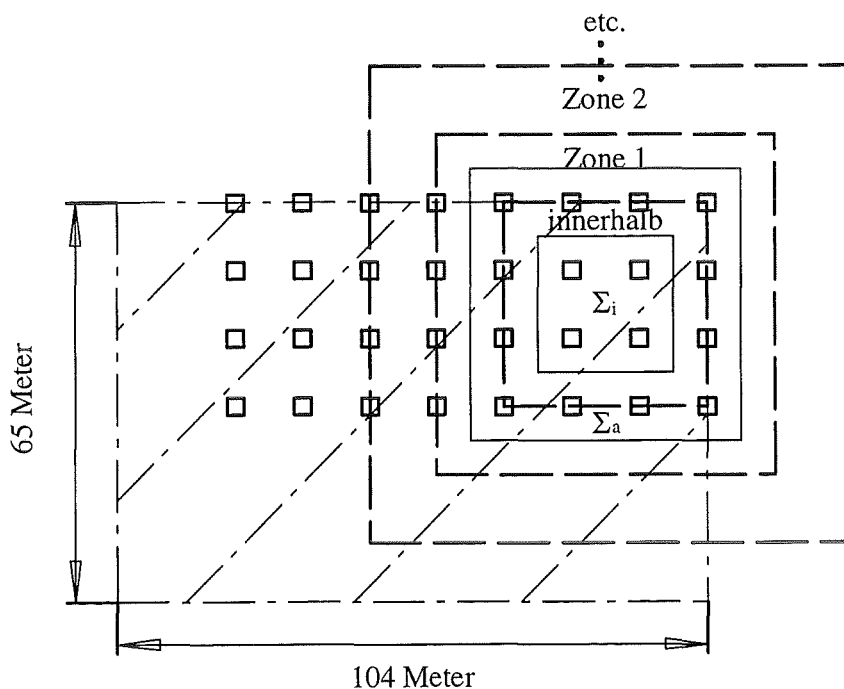


Abbildung 5.4: Für diese Arbeit verwendete Experimentkonfiguration. Der schraffierte Bereich kennzeichnet das Gebiet in dem die Position des Schauerzentrums von simulierten Schauern lag (nicht maßstabsgetreu). Die Einteilung in Zonen nach der Lage der Position des Schauerzentrums ist durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.

Um die Wirksamkeit dieser Kriterien überprüfen zu können, wurde ein Datensatz von mehr als 14 000 Schauern (CORSIKA Version 4.065) generiert. Als primäre Teilchen wurden Protonen mit senkrechtem Einfall und einer Teilchenenergie von $2 \cdot 10^{14}$ eV, $5 \cdot 10^{14}$ eV, $1 \cdot 10^{15}$ eV und $2 \cdot 10^{15}$ eV in einem Verhältnis von 8:4:2:1 gewählt. Die Position des Schauerzentrums wurde über den in Abbildung 5.4 schraffierten Bereich gewürfelt. Aus Gründen der Rechenzeit konnte für große Abstände von der Clustermitte nur noch ein Teil der Fläche verwendet werden.

Für jeden Schauer, der die Triggerbedingung erfüllt, wird die Summe der Teilchendichten in den vier inneren Stationen Σ_i und das Verhältnis $V_{i/a}$ gebildet. Als weitere Information steht jeweils noch die Anzahl n_i bzw. n_a der inneren und äußeren Stationen mit einem Signal zur Verfügung. Diese Parameter werden zusammen mit der Position des Schauerzentrums und der Schauergröße gespeichert.

In der weiteren Analyse werden die Schauerereignisse nach der Lage ihres Zentrums und ihrer Größe unterschieden. Der Schnitt auf die Schauergröße wurde gewählt, damit nicht die Annahme eines beliebigen Flusses der Primärenergie in die Analyse eingeht. Der Primärfluß zeigt eine starke Abhängigkeit von der Energie (Kapitel 2, Abbildung 2.1). Weiterhin ist zu erwarten, daß die Wirksamkeit der Schnitte von der Schauergröße, d.h. von der Energie des Primärteilchens abhängt. Wird nun kein Schnitt auf die Schauergröße gemacht, ist die Wirksamkeit der Schnitte von der benutzten Energieverteilung der Primärteilchen, d.h. dem angenommenen Fluß abhängig. Daher wurden für die Analyse enge $\log N_e$ -Bereiche gewählt, in denen der primäre Fluß als konstant angenommen werden kann.

Die Fläche um ein Cluster wird in verschiedene Zonen unterteilt, wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist. Dies ist notwendig, da aus den vorher schon genannten Gründen der Rechenzeit keine isotrope Verteilung der Schauerzentren erreicht werden konnte. Für jede Zone kann so durch einen Flächennormierungsfaktor eine Isotropie simuliert werden.

Bei einem bestimmten Schnitt in der Summe Σ_i und dem Verhältnis $V_{i/a}$ kann nun für jede Zone die Anzahl der diese Schnitte überlebenden Schauerereignisse bestimmt werden. Multipliziert man diese Anzahl mit dem jeweiligen Flächennormierungsfaktor und summiert alle Zonen auf, erhält man die Gesamtzahl der Schauer, die diese Schnitte überleben. Teilt man die Anzahl der innerhalb liegenden Schauerereignisse, die die Schnitte überleben durch diese Gesamtzahl, so erhält man den wichtigsten Parameter für die Beurteilung der Güte der gewählten Schnitte, die Identifikationswahrscheinlichkeit. Sie beträgt im Idealfall 100 %. Abbildung 5.5 zeigt die Identifikationswahrscheinlichkeit für einen Schauergrößenbereich von $\log N_e$ 4.25-4.5 in Abhängigkeit von den beiden zuvor beschriebenen Schnitten.

Von der Anzahl n_i bzw. n_a der inneren und äußeren Stationen mit einem Signal wurde bis jetzt noch kein Gebrauch gemacht. Diese Information kann aber für eine

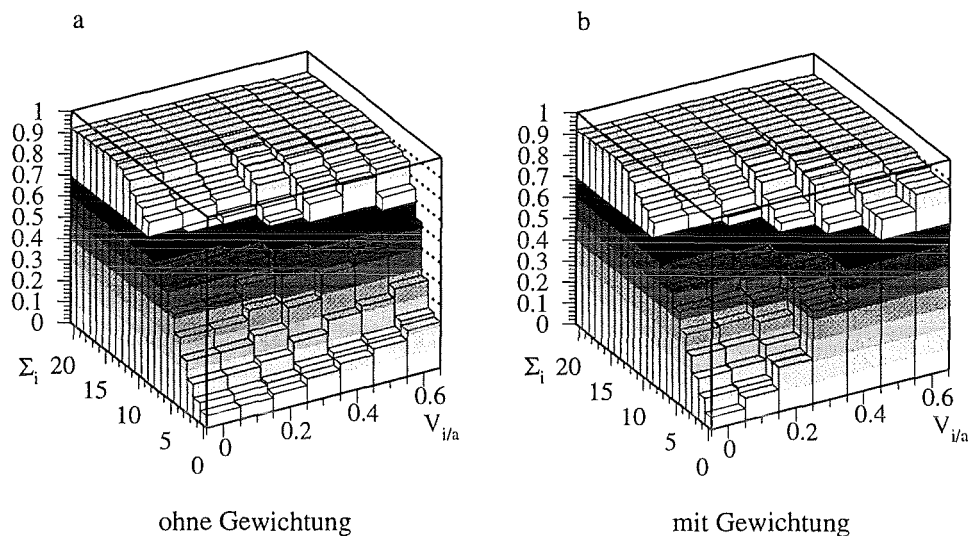


Abbildung 5.5: Identifikationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von den Schnitten auf die Summe innen Σ_i und dem Verhältnis $V_{i/a}$ für einen Schauergrößenbereich $\log N_e$ 4.25-4.5 ohne Gewichtung (a) und mit Gewichtung (b)

Gewichtung benutzt werden:

$$\Sigma_i = \sum_{k=1}^4 \rho_{i,k} \times \frac{n_i}{4}$$

Diese Gewichtung bevorzugt Ereignisse, bei denen alle vier inneren Stationen ein Signal hatten und sich somit das Schauerzentrum mit größerer Wahrscheinlichkeit dort befand. Das Verhältnis $V_{i/a}$ kann ebenfalls gewichtet werden:

$$V_{i/a} = \Sigma_i / \Sigma_a$$

mit $\Sigma_a = \sum_{k=1}^{12} \rho_{a,k} \times \frac{12}{n_a}$.

Hierdurch erhalten Ereignisse, bei denen nicht alle äußeren Stationen ein Signal hatten ein kleineres Verhältnis. Die Auswirkungen dieser Gewichtungen ist in Abbildung 5.5 b dargestellt. Bei gleichen Schnittparametern steigt die Identifikationswahrscheinlichkeit deutlich, ohne starke Verluste in der Effizienz. Die Effizienz ist definiert als das Verhältnis der Schauerereignisse, die die Schnitte überleben und deren Zentrum innerhalb des Clusters liegt zu allen Schauern, deren Zentrum innerhalb des Clusters liegt. So ergibt sich z.B. für interne Schauerereignisse bei einem Schnitt von $\Sigma_i \geq 5 \text{ m}^{-2}$ und $V_{i/a} \geq 0.4$ für eine Schauergröße $\log N_e$ 4.25-4.5 ohne Gewichtung mit der Anzahl der angesprochenen Stationen eine Identifikationswahrscheinlichkeit von $78.1 \pm 5.3 \%$ bei einer Effizienz von $66.9 \pm 3.9 \%$. Mit der

Gewichtung verbessert sich die Identifikationswahrscheinlichkeit auf $87.7 \pm 6.1 \%$ bei einem Rückgang der Effizienz auf $64.0 \pm 3.8 \%$.

Die Unterscheidung zwischen internen und externen Schauerereignissen ist notwendig, da bei externen Ereignissen im Triggercluster nur ein e/γ -Detektor pro Station vorhanden ist und daher durch die geringere Detektorfläche stärkere Fluktuationen vorhanden sind. Dadurch sind die erhaltenen Ergebnisse für externe Schauerereignisse etwas schlechter als die von internen Ereignissen.

Um bei der Auswertung der gemessenen Daten aussagekräftige Resultate zu erhalten, muß die Wahrscheinlichkeit, daß ein die Schnitte überlebender Schauer mit seinem Zentrum auch wirklich innerhalb des Clusters liegt, sehr hoch sein. Daher wurde ein sehr restriktiver Schnitt mit $\Sigma_i \geq 10 \text{ m}^{-2}$ und $V_{i/a} \geq 0.5$ gewählt. In Tabelle 5.1 und 5.2 sind die erhaltenen Ergebnisse für diesen Schnitt dargestellt.

Der erste Wert der Identifikationswahrscheinlichkeit ist eine untere, der zweite eine obere Abschätzung. Bei der unteren Abschätzung wurde, falls kein Schauerereignis in einer Zone den Schnitt überlebte, angenommen, daß doch ein Schauer überlebt hat. Um eine isotrope Verteilung zu simulieren, wird dieser eine Schauer dann mit dem jeweiligen Flächennormierungsfaktor multipliziert. Für große Abstände zur Clustermitte können kleine Schauer wegen ihrer kleinen lateralen Ausdehnung keinen Trigger mehr auslösen. Sie werden so durch die Annahme eines die Schnitte überlebenden Schauers und der Multiplikation mit dem Flächennormierungsfaktor eindeutig überbewertet. Dies führt besonders bei kleinen Schauergrößen, wie in Tabelle 5.1 schön zu sehen ist, zu einer Überschätzung der den Schnitt überlebenden Ereignisse mit einem außerhalb des Clusters liegenden Schauerzentrum. Bei der oberen Abschätzung fand diese 'Korrektur' nicht statt.

Bei den externen Schauerereignissen wurden die Werte für die Experimentkonfiguration ohne und mit Signalteiler im Triggercluster bestimmt. Durch die gewählte Triggerbedingung und die Diskriminatorschwellen ergibt sich aus der Simulation eine Energieschwelle für die verwendete Experimentgeometrie von $\log N_e \sim 4.0$ ($\sim 1 - 2 \cdot 10^{14} \text{ eV}$) ohne Signalteiler und erhöht sich auf $\log N_e \sim 4.25$ ($\sim 2 - 4 \cdot 10^{14} \text{ eV}$) mit Signalteiler.

Als dritter wichtiger Parameter ist noch der Anteil aufgeführt. Der Anteil gibt den Prozentsatz der den Schnitt überlebender Schauer an allen Schauern an. Ein Anteil von 30 % bedeutet für die Messung also, daß von allen in diesem Energiebereich gemessenen Schauern 30 % die gewählten Schnitte überleben. Eine Aussage wieviel Prozent der gemessenen Schauer auch ausgewertet werden können ist jedoch schwierig, da hierbei der energieabhängige Fluß der Primärstrahlung, d.h. die Verteilung der gemessenen Schauergrößen und damit die Triggerbedingung eingeht.

Die Triggerbedingung für interne Schauerereignisse mit 8/64 e/γ -Detektoren ist

sehr schwach, so daß hier ein Großteil der gemessenen Schauer niederenergetisch sein wird, d.h. im Schauergrößenbereich $\log N_e$ 3.5-4.25. Dies führt zu einer Abschätzung des Anteils der auswertbaren Schauer von 1-2 %. Die Triggerbedingung für externe Schauerereignisse ist viel restriktiver, was sich auch an den aus der Simulation erhaltenen Energieschwellen zeigt. Ohne Signalteiler erwartet man ein Maximum der Schauergrößenverteilung zwischen $\log N_e$ 4.25-4.5, so daß sich hier ein rekonstruierbarer Anteil von etwa 32 % ergibt. Mit Signalteiler steigt das Maximum auf einen Schauergrößenbereich von $\log N_e$ 4.5-4.75, so daß hier ein höherer Anteil von etwa 42 % erwartet wird.

$\log N_e$	Idw.	Effizienz	Anteil
3.5-3.75	9.4-100.0 %	1.7 %	0.4 %
3.75-4.0	47.3-100.0 %	9.4 %	1.2 %
4.0-4.25	89.1-100.0 %	39.5 %	3.1 %
4.25-4.5	92.3-98.1 %	50.9 %	3.1 %
4.5-4.75	89.1-98.9 %	52.9 %	3.0 %
4.75-5.0	88.6-98.8 %	53.2 %	3.0 %
5.0-5.25	81.9-84.5 %	52.4 %	3.4 %
5.25-5.5	76.6-88.3 %	52.2 %	3.2 %

Tabelle 5.1: Identifikationswahrscheinlichkeit (Idw.), Effizienz und Anteil in Abhängigkeit von dem Schauergrößenbereich $\log N_e$ für interne Schauerereignisse

$\log N_e$	ohne Signalteiler			mit Signalteiler		
	Idw.	Eff.	Anteil	Idw.	Eff.	Anteil
3.5-3.75	-	-	-	-	-	-
3.75-4.0	-	-	-	-	-	-
4.0-4.25	73.9-100.0 %	49.4 %	39.9 %	-	-	-
4.25-4.5	87.6-97.6 %	49.5 %	32.1 %	83.9-98.5 %	67.1 %	57.5 %
4.5-4.75	86.7-94.9 %	53.3 %	26.1 %	86.4-98.8 %	60.5 %	41.7 %
4.75-5.0	85.8-96.3 %	50.4 %	14.1 %	86.7-97.5 %	52.2 %	24.3 %
5.0-5.25	82.7-94.5 %	55.4 %	9.1 %	82.7-94.5 %	55.4 %	15.0 %
5.25-5.5	65.3-68.4 %	59.9 %	9.5 %	73.6-77.6 %	59.9 %	12.3 %

Tabelle 5.2: Identifikationswahrscheinlichkeit (Idw.), Effizienz (Eff.) und Anteil in Abhängigkeit von dem Schauergrößenbereich $\log N_e$ für externe Schauerereignisse

5.3.2 Die erwarteten Rekonstruktionsqualitäten

Für die Bestimmung der erwarteten Rekonstruktionsqualitäten wurde der für die Bestimmung der Lage des Schauerzentrums erzeugte Datensatz ohne Bleikonverter auf den e/γ -Detektoren (Kapitel 5.3.1) verwendet. Die Auswirkungen eines Bleikonverters auf die Rekonstruktionsqualitäten wurde schon in Kapitel 5.2 (Abbildung 5.3) für das gesamte KASCADE-Array diskutiert.

Da bei den Messungen die e/γ -Detektoren jeder zweiten Station im Meßcluster mit einem Bleikonverter belegt waren, stand für die Rekonstruktion interner Schauerereignisse immer nur eine Untermatrix von 8 Stationen zur Verfügung. Die erwarteten Rekonstruktionsqualitäten für diese Untermatrix von Stationen ohne Bleikonverter bei einem Vertrauensbereich von 63 % zeigt Abbildung 5.6.

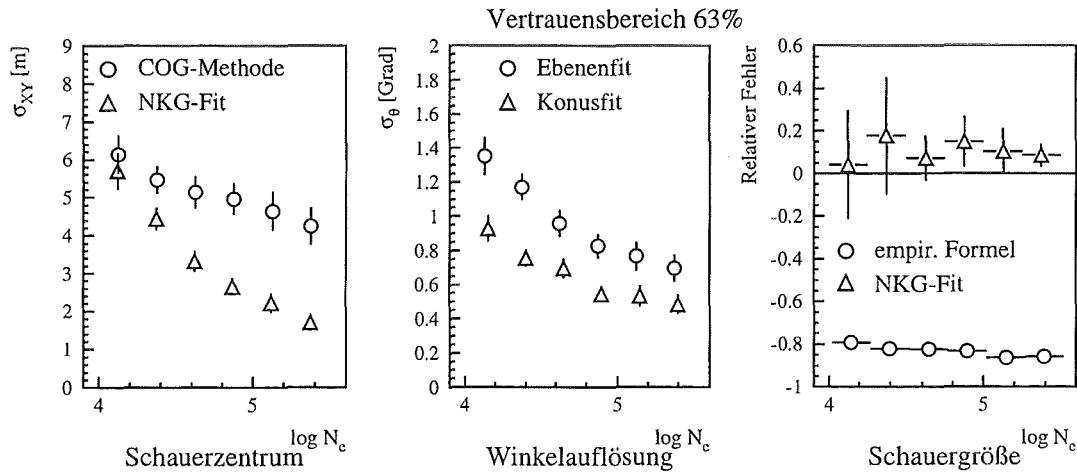


Abbildung 5.6: Rekonstruktionsqualitäten für die in dieser Arbeit verwendete Experimentgeometrie mit einem Cluster und Stationen ohne Bleikonverter (interne Ereignisse) in Abhängigkeit von der Schauergröße $\log N_e$.

Die Position des Schauerzentrums kann auf Level 1 (COG-Methode) auf 4.5 bis 6 Meter bestimmt werden. Der NKG-Fit (Level 2) liefert für kleine Schauergrößen die gleiche Auflösung, wird für steigende Schauergröße aber schnell besser und erreicht einen Wert von etwa 2 Meter.

Die Winkelauflösung beträgt bei einem Ebenenfit (Level 1) 0.7° bis 1.4° . Die Verbesserung der Auflösung mit steigender Schauergröße beruht auf der steigenden Teilchendichte im Schauer und der damit verbundenen größeren Wahrscheinlichkeit, daß das Zeitsignal von einem Teilchen aus der Schauerfront stammt. Das gleiche Verhalten zeigt auch der Konusfit, dessen Winkelauflösung von 0.5° bis 1.0° reicht. Durch die bessere Modellierung der Schauerfrontform liefert die Anpassung eines

Konus eine bessere Auflösung als die einer Ebene.

Die Schauergröße ist auf Level 1 mit einem hohen systematischen Fehler von etwa 80 % behaftet. Die Auflösung entspricht der Größe der Fehlerbalken und beträgt 6 %. Die empirische Abschätzung der Schauergröße aus der deponierten Energie erlaubt also für diese extrem kleine Konfiguration mit 8 Stationen nur eine sehr ungenügende Bestimmung der Schauergröße. Der NKG-Fit (Level 2) dagegen liefert eine systematische Überschätzung der Schauergröße von 10 % bei einer Auflösung von 10-20 %. Diese Überschätzung rührt von der lateralen Energiekorrekturfunktion her und kann durch eine empirische Formel unter Berücksichtigung der rekonstruierten Größe der Myonkomponente korrigiert werden (Kapitel 5.2.2). Eine Rekonstruktion der Myonkomponente kann jedoch nicht erfolgen, da die Abmessungen eines Clusters ($39 \times 39 \text{ m}^2$) kleiner sind als der wegen des 'punch-through' notwendige Radiuschnitt von 40 Metern.

Für externe Schauerereignisse wurden alle Stationen des Triggerclusters und die Stationen ohne Bleikonverter des Meßclusters verwendet. Abbildung 5.7 und 5.8 zeigen die erwarteten Rekonstruktionsqualitäten für diese Schauerereignisse.

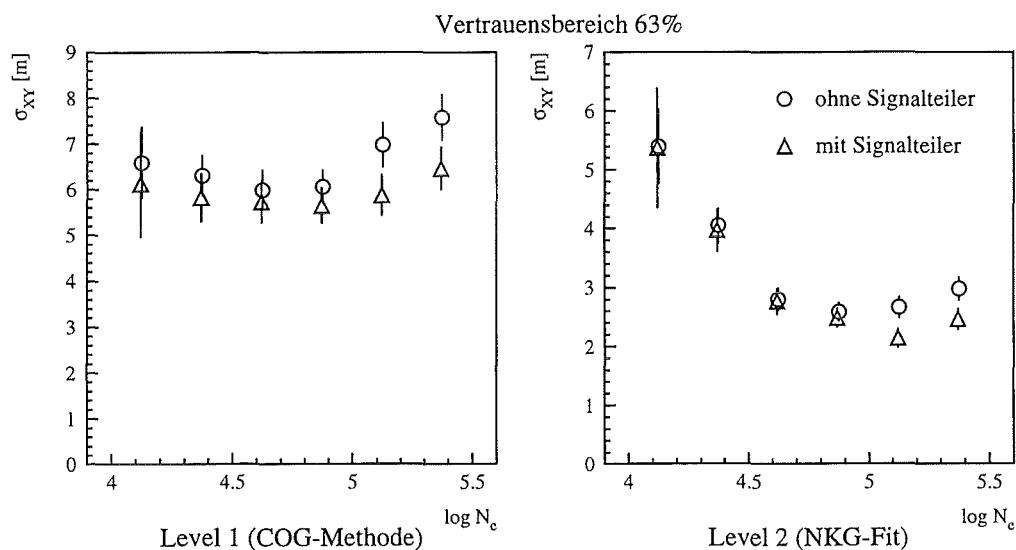


Abbildung 5.7: Rekonstruktionsqualität für die Bestimmung der Position des Schauerzentrums für die in dieser Arbeit verwendete Experimentgeometrie mit zwei Clustern (externe Ereignisse) in Abhängigkeit von der Schauergröße $\log N_e$.

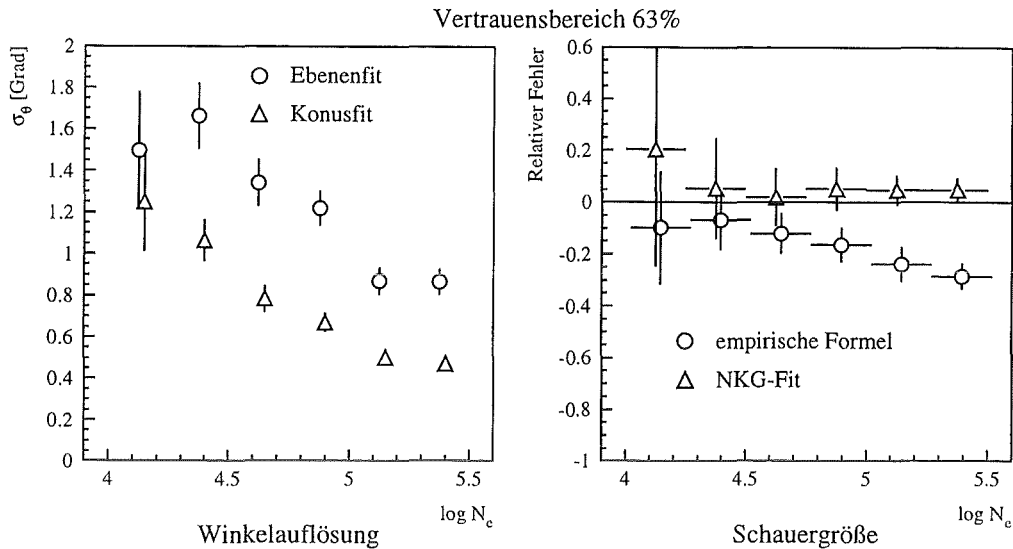


Abbildung 5.8: Rekonstruktionsqualitäten für die in dieser Arbeit verwendete Experimentgeometrie mit zwei Clustern (externe Ereignisse) in Abhängigkeit von der Schauergröße $\log N_e$.

Die Position des Schauerzentrums (Abbildung 5.7) kann auf Level 1 praktisch unabhängig von der Schauergröße auf etwa 6 Meter genau bestimmt werden. Dies entspricht dem halben Gitterabstand der Arrayanordnung. Der NKG-Fit (Level 2) liefert eine Auflösung von 2.5 bis 5.5 Meter. Dies entspricht für kleine Schauergrößen den bei internen Schauerereignissen erhaltenen Auflösungen. Für beide Verfahren verschlechtert sich jedoch die Auflösung für große Schauer. Der Grund besteht in dem geringen dynamischen Bereich des Triggerclusters (Kapitel 4.2.1), so daß bei großen Schauern die ADC's mehrerer Stationen in den Overflow laufen und somit das Schauerzentrum schlechter bestimmt werden kann. Durch die Einführung des Signalteilers kann dieses Problem sichtbar reduziert werden.

Die Winkelauflösung liegt für einen Ebenenfit (Level 1) zwischen 0.9° und 1.6° (Abbildung 5.8). Dies ist um etwa 0.4° schlechter als für die internen Schauerereignisse. Hierfür gibt es zwei Gründe. Durch die scharfe Triggerbedingung für externe Schauerereignisse triggern fast nur Schauer, deren Schauerzentrum nahe oder im Triggercluster war. Es ergibt sich eine unsymmetrische Experimentgeometrie. Paßt man nun eine Ebene in die nicht ebene Ankunftszeitverteilung der Schauerteilchen, so führt der Hebelarm der unsymmetrischen Geometrie zu einer systematischen Verkipfung. Weiterhin wird im Triggercluster nur ein e/γ -Detektor pro Station ausgelesen. Dies führt zu einer kleineren Wahrscheinlichkeit, ein Schauerteilchen aus der Schauerfront zu detektieren und somit zu einem schlechteren Zeitsignal. Erst bei größeren Schauern mit höheren Teilchendichten wird dieser Effekt vernachlässigbar. Dies zeigt sich sehr schön bei dem Konusfit (Level 2). Die Winkelauflösung beträgt

für kleine Schauer 1.2° , ist also schlechter als für interne Schauerereignisse. Mit steigender Schauergröße verbessert sie sich auf 0.5° und entspricht damit der für interne Schauerereignisse. Die asymmetrische Geometrie spielt wegen der besseren Modellierung der Schauerfrontform beim Konusfit nahezu keine Rolle mehr.

Die auf Level 1 verwendete empirische Abschätzung der Schauergröße aus der zentralen Teilchendichte führt zu einer systematischen Unterschätzung der Schauergröße von 10-30 % (Abbildung 5.8). Auch hier zeigt sich der Effekt des begrenzten dynamischen Bereichs bei großen Schauern. Der Signalteiler bringt auch hier eine Verbesserung. Die Auflösung liegt in der Größenordnung von ~ 10 %. Der NKG-Fit (Level 2) liefert dagegen eine systematische Überschätzung der Schauergröße um etwa 4-6 % bei einer Auflösung von 6-12 %. Auch eine Experimentanordnung mit zwei Clustern ($91 \times 39 \text{ m}^2$) ist für eine Bestimmung der Myonkomponente zu klein. In das gesamte KASCADE-Array fallen, wie schon gesagt, nur etwa 20-30 % der Myonen eines Luftschauers. Bei der hier verwendeten Experimentgeometrie war nur ein Cluster (Meßcluster), d.h. $1/16$ des gesamten Arrays, mit Myondetektoren bestückt, so daß hier nur 1-2 % aller Myonen im Cluster lagen. Mit diesem geringen Prozentsatz läßt sich keine sinnvolle Rekonstruktion der Größe der Myonkomponente durchführen. Dies bestätigen auch die Messungen, wie in Kapitel 6.1 gezeigt wird. Also kann auch hier die Korrektur der rekonstruierten Schauergröße der elektromagnetischen Komponente mit der rekonstruierten Größe der Myonkomponente nicht greifen.

6 Ergebnisse

Mit der in Kapitel 4 beschriebenen Experimentkonfiguration wurden in dem Zeitraum vom Juli 1994 bis Januar 1995 ausgedehnte Luftschauer gemessen. In einer ersten Meßreihe von Juli bis Oktober 1994 mit einer effektiven Meßzeit von ca. 1460 Stunden wurden $\sim 196\,000$ externe und ~ 11.9 Millionen interne Schauerereignisse registriert. Nach Einfügen eines Signalteilers in das Triggercluster wurden von Oktober 1994 bis Januar 1995 in einer effektiven Meßzeit von ca. 1620 Stunden nochmal $\sim 101\,000$ externe und ~ 13.9 Millionen interne Schauerereignisse aufgenommen. An den Triggerbedingungen für interne Schauerereignisse wurden keine Änderungen vorgenommen, so daß sich für diese eine Summe von ~ 25.8 Millionen Ereignissen in ca. 3080 Stunden ergibt, dies entspricht einer Rate von ~ 2.33 Hz.

Analysiert man die Schauerereignisse nach der Anzahl der e/γ -Detektoren, die bei einem Ereignis angesprochen haben, so kann die Rate für eine beliebige Triggerbedingung n aus 64 e/γ -Detektoren ermittelt werden. Abbildung 6.1 zeigt den erhaltenen Verlauf der Triggerrate in Abhängigkeit von der gewählten Triggerbedingung.

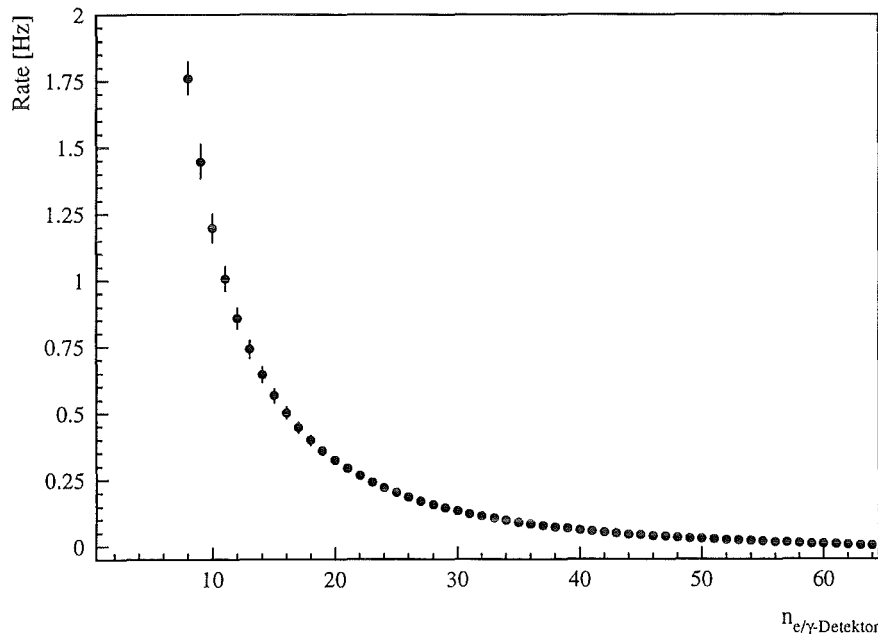


Abbildung 6.1: Abhängigkeit der Triggerrate von der gewählten Anzahl der e/γ -Detektoren für den CHD-Trigger für interne Schauerereignisse.

Je höher die geforderte Anzahl der e/γ -Detektoren wird, desto kleiner wird die Rate, wobei die Rate für einen 8/64-Trigger ~ 1.75 Hz beträgt. Vergleicht man diesen Wert mit der gesamten Rate der internen Ereignisse von ~ 2.33 Hz, so ergibt sich,

daß etwa 25 % aller internen Trigger (~ 0.58 Hz) von Ereignissen kommen, die nur einen LHD- oder SHD-Trigger hatten, d.h. von sehr lokal begrenzten Ereignissen. Diese Ereignisse werden durch die Schnitte für die Bestimmung des Schauerzentrums ausselektiert und finden in der weiteren Auswertung keine Berücksichtigung mehr.

Aus der Rate und der Fläche eines Clusters kann der gemessene integrale Fluß ($\text{m}^{-2}\text{h}^{-1}\text{sr}^{-1}$) berechnet werden, über den dann eine Abschätzung der Energieschwelle der Experimentkonfiguration erfolgen kann. Für die internen Schauerereignisse ergibt sich so eine Schwelle von $\sim 2 - 3 \cdot 10^{13}$ eV.

Für die externen Schauerereignisse ergibt sich eine Rate von $3.7 \cdot 10^{-2}$ Hz ohne Signalteiler. Das Einfügen eines Signalteilers führt zu einer Reduzierung der Rate um ~ 54 % auf $1.7 \cdot 10^{-2}$ Hz. Damit ergeben sich Energieschwellen von etwa $2 \cdot 10^{14}$ eV ohne bzw. $4 \cdot 10^{14}$ eV mit Signalteiler. Diese Schwellen sind in guter Übereinstimmung mit den aus der Simulation erhaltenen Werten (Kapitel 5.3.1).

Bei einem externen Schauerereignis kann auch ein interner Trigger im Meßcluster (Cluster 01) vorhanden sein. Bestimmt man daraus wie bei internen Schauerereignissen die Rate für eine Triggerbedingung $n/64$ (CHD-Trigger), so erhält man die in Abbildung 6.2 dargestellten Verteilungen.

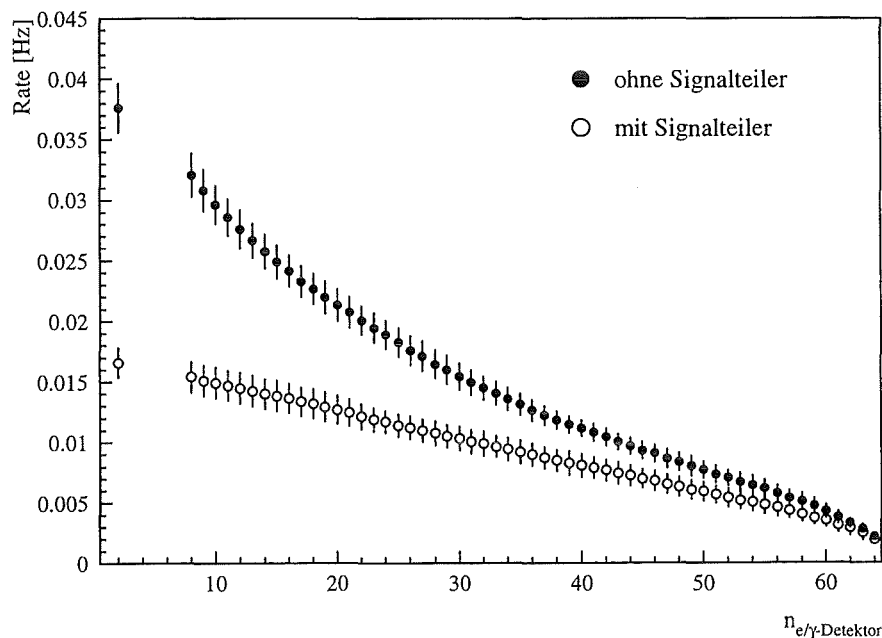


Abbildung 6.2: Triggerrate der externen Schauerereignisse ($n=2$) und die Abhängigkeit der Triggerrate externer Schauerereignisse mit einem internen CHD-Trigger von der gewählten Anzahl der e/γ -Detektoren

Bei $n=2$ sind die Raten der externen Schauerereignisse eingezeichnet. Ohne Signalteiler besitzen $\sim 86\%$ aller Ereignisse auch einen CHD-Trigger, durch den Signalteiler erhöht sich dieser Anteil auf $\sim 91\%$. Die Erhöhung ist durch die größere Energieschwelle mit Signalteiler bedingt, da bei höherenergetischen Schauern mit ihrer größeren Teilchendichte mehr Detektoren ansprechen.

Durch zeitweilige Hardware-Probleme in der optischen Übertragungsstrecke zwischen LIM und TVC-1, die zu Fehlern in den Header- und Datenblöcken führten, standen für die Rekonstruktion noch $\sim 182\,000$ externe Schauerereignisse ohne Signalteiler, $\sim 83\,000$ mit Signalteiler und ~ 19.3 Millionen interne Schauerereignisse zur Verfügung.

6.1 Die Bestimmung des Schauerzentrums

Durch das in Kapitel 5.3.1 beschriebene Verfahren können Schauer, deren Zentrum im Array lag von solchen, deren Zentrum sich außerhalb befand, mit guter Sicherheit getrennt werden. Bei den hier gewählten Schnitten von einem Verhältnis $V_{i/a} \geq 0.5$ und der Summe innen $\Sigma_i \geq 10 \text{ m}^{-2}$ stehen von den internen Schauerereignissen noch $\sim 1.1\%$ für die Rekonstruktion zur Verfügung. Dieser Wert stimmt gut mit dem aus der Simulation abgeschätzten Anteil von 1-2% überein. Diese Ereignisse können zu $\sim 92.5\%$ rekonstruiert werden, bei den übrigen tritt ein Fehler in der Rekonstruktion auf. Es ergeben sich somit $\sim 196\,600$ rekonstruierte interne Schauerereignisse bei Benutzung der Untermatrix ohne Bleikonverter und $\sim 202\,100$ rekonstruierte interne Schauerereignisse bei Benutzung der Untermatrix mit Bleikonverter.

Bei den externen Schauerereignissen liegt der Anteil der die Schnitte überlebenden Schauer bei $\sim 31.0\%$ ohne Signalteiler und $\sim 43.1\%$ mit Signalteiler. Auch hier werden die aus der Simulation erhaltenen Werte voll bestätigt. Bei einer Rekonstruktionseffizienz von $\sim 98.3\%$ erhält man $\sim 55\,300$ rekonstruierte externe Schauerereignisse ohne und $\sim 35\,100$ mit Signalteiler.

Die benutzten Schnitte haben natürlich auch Auswirkungen auf die Verteilung der Anzahl der bei einem Ereignis angesprochenen e/γ - und Myonstationen und e/γ -Detektoren. Die Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren ohne Schnitte für interne Schauerereignisse (Abbildung 6.3) zeigt ein Maximum bei 8 e/γ -Detektoren. Dies entspricht der gewählten Triggerbedingung für einen CHD-Trigger. Ein weiterer Peak ist bei 4 e/γ -Detektoren sichtbar, der von dem LHD-Trigger herrührt.

Nach den Schnitten ergibt sich eine völlig andere Verteilung. Es bildet sich ein Maximum bei etwa 40 e/γ -Detektoren und ein kleiner Peak bei 64 e/γ -Detektoren. Dieser Peak stellt den Overflow dar, da ab einer bestimmten Schauergröße alle e/γ -Detektoren eines Clusters ansprechen. Mit den hier gewählten Schnitten werden

kleine oder außerhalb liegende Schauer ausselektiert, so daß die mit ihnen assoziierten kleinen Detektoranzahlen wegfallen und sich die Verteilung zu Gunsten höherer Multiplizitäten verschiebt.

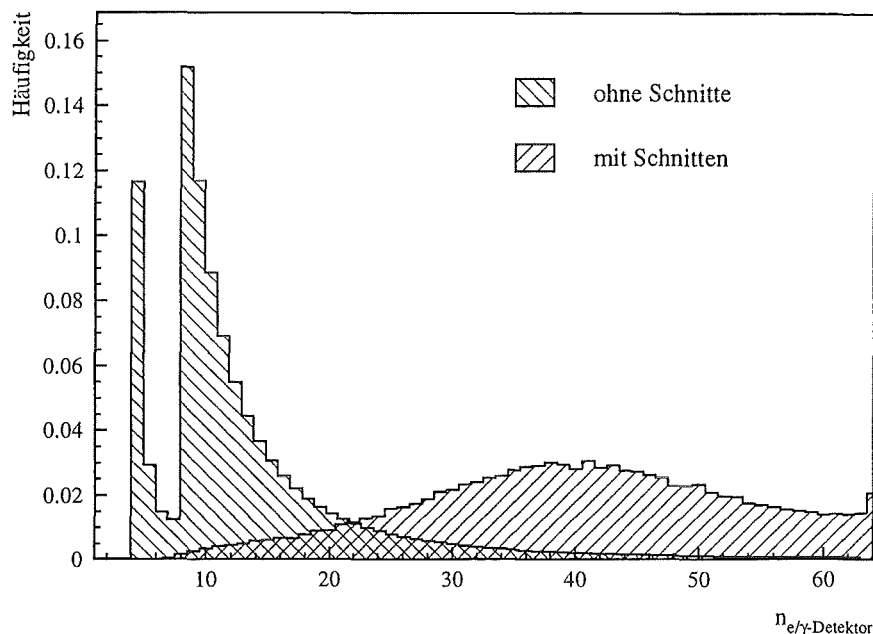


Abbildung 6.3: Anzahl der bei einem internen Schauerereignis angesprochenen e/γ -Detektoren vor und nach den Schnitten. Jede Verteilung wurde auf das Integral normiert.

Die Verteilung der Anzahl der bei einem Ereignis angesprochenen e/γ -Stationen (Abbildung 6.4) zeigt ohne Schnitte ein Maximum bei 7 Stationen. Mit der Verteilung der Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren bedeutet dies, daß im Mittel 1-2 e/γ -Detektoren pro Station angesprochen haben. Der Peak bei einer Station wird durch den LHD-Trigger verursacht. Auch hier führen die Schnitte zu einer völligen Veränderung der Verteilung. Es bildet sich ein Maximum bei 16 Stationen mit einem steilen Abfall zu kleineren Stationsanzahlen. Diese Verteilung bestätigt die Effizienz des Verfahrens zur Bestimmung der Lage des Schauerzentrums, da durch die hohen Teilchendichten nahe des Schauerzentrums eine hohe Multiplizität der Anzahl der angesprochenen Stationen erwartet wird.

Bei den Myondetektoren (Abbildung 6.4) spricht ohne Schnitte meistens keine oder nur eine Station an ($\sim 70\%$), da die Dichte der Myonkomponente sehr gering ist. Nach den Schnitten hat sich das Maximum auf zwei Stationen verschoben. Ursache hierfür ist der 'punch-through' der e/γ -Komponente, der nahe des Schauerzentrums dominiert.

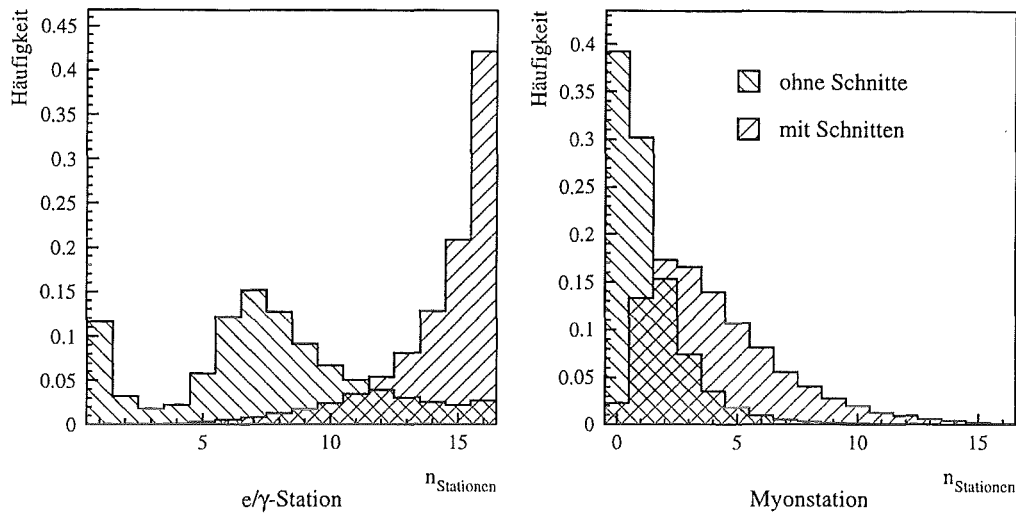


Abbildung 6.4: Anzahl der bei einem internen Schauerereignis angesprochenen e/γ -Stationen und Myonstationen vor und nach den Schnitten. Jede Verteilung wurde auf das Integral normiert.

Bei den externen Schauerereignissen haben die Schnitte keine starken Auswirkungen auf die Form der Verteilungen der Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren und Stationen, da die gewählte Triggerbedingung sehr viel stärker ist als bei internen Schauerereignissen. Das Einfügen des Signalteilers führt hier zu einer Veränderung der Verteilungen, wie in Abbildung 6.5 zu sehen ist.

Ohne Signalteiler zeigt sich in der Verteilung der angesprochenen e/γ -Detektoren ein Maximum bei etwa 24 Detektoren, mit einem Abfall zu höheren Multiplizitäten. Bei großen Detektorzahlen zeigt sich wieder ein Anstieg, da ab einer bestimmten Schauergröße alle e/γ -Detektoren der beiden Cluster ansprechen. Mit Signalteiler ist, bedingt durch die höhere Energieschwelle, diese Anhäufung stärker ausgeprägt und dafür verschwindet das Maximum bei kleinen Detektorzahlen. Die Verteilungen der Anzahl der angesprochenen e/γ - und Myonstationen unterscheiden sich ohne und mit Signalteiler kaum und zeigen die Form der bei internen Schauerereignissen mit Schnitten erhaltenen Verteilungen (Abbildung 6.4). Die im Mittel angesprochene Anzahl der Myonstationen beträgt ohne Signalteiler 3.8 ± 0.1 , mit Signalteiler sind es 4.3 ± 0.1 . Hierbei ist noch kein Radiusschnitt auf Grund des 'punch-through' berücksichtigt, durch den sich diese mittlere Anzahl weiter verringert. Die Anzahl der im Mittel angesprochenen Myonstationen ist also zu klein, um die laterale Ausdehnung der Myonkomponente zu bestimmen. Dieser experimentelle Befund bestätigt die in Kapitel 5.3.2 gemachte Aussage, daß eine Rekonstruktion der Myonkomponente auch mit zwei Clustern nicht möglich ist.

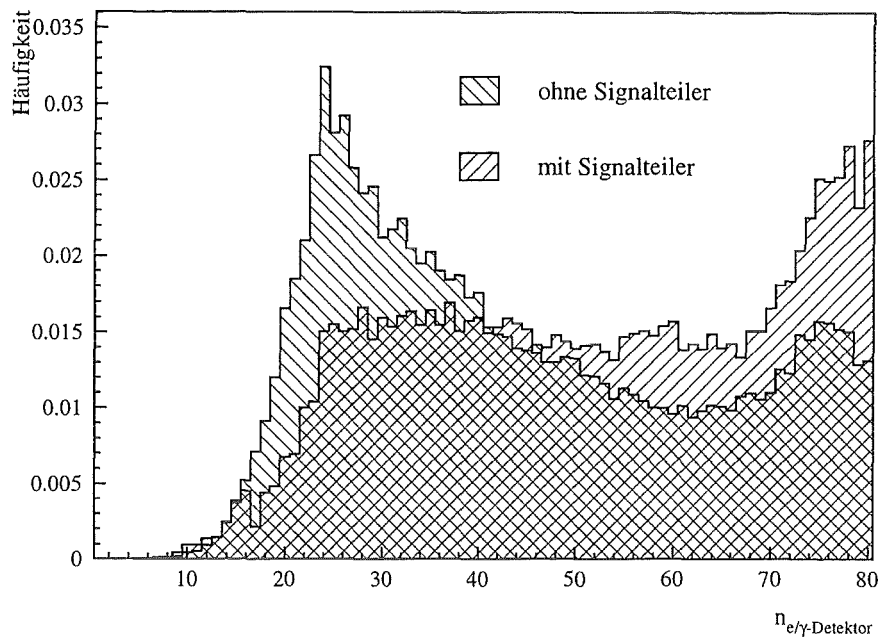


Abbildung 6.5: Anzahl der bei einem externen Schauerereignis angesprochenen e/γ -Detektoren ohne und mit Signalteiler mit den für die Bestimmung des Schauerzentrums verwendeten Schnitten. Jede Verteilung wurde auf das Integral normiert.

6.2 Die rekonstruierten Schauerparameter

Betrachtet man die rekonstruierten Parameter der durch die gewählten Schnitte (Verhältnis $V_{i/a} \geq 0.5$ und Summe innen $\Sigma_i \geq 10 \text{ m}^{-2}$) selektierten Schauerereignisse, so zeigt sich bei der Schauergröße (Abbildung 6.6 a) ebenso wie bei dem Schaueralter (Abbildung 6.6 b) ein Peak an den Grenzen der Verteilungen.

Dies sind Ereignisse, bei denen der NKG-Fit an die vorgegebenen Fitgrenzen lief und deren rekonstruierte Parameter daher nicht glaubwürdig sind. Für die weitere Analyse finden diese Ereignisse keine Berücksichtigung mehr. Die gewählten Schnitte sind hierbei:

- $3.00 \leq \log(\text{Schauergröße}) < 7.99$
- $0.11 < \text{Schaueralter} < 1.99$

Betrachtet man die Anzahl der innerhalb und außerhalb des Arrays liegenden Schauerereignisse ohne und mit diesem Schnitt, so zeigt sich, daß er hauptsächlich

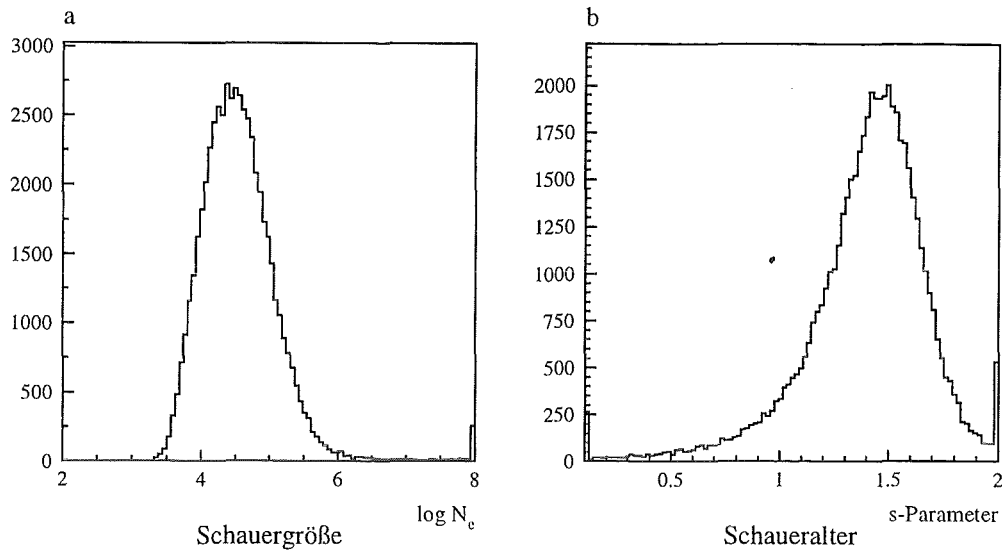


Abbildung 6.6: Verteilung der Schauergröße (a) und des Schaueralters (b) der rekonstruierten externen Schauerereignisse ohne Signalteiler auf Level 2 (NKG-Fit).

Schauer, deren Zentrum außerhalb des Arrays lag, ausselektiert. So überleben nur etwa 66.3 % aller außerhalb liegenden internen Schauerereignisse diesen Schnitt, bei den innerhalb liegenden steigt der Prozentsatz auf ca. 90.1 %. Dies führt zu einer Verminderung des Anteils der außerhalb liegenden Schauerereignisse an allen Ereignissen um 25.0 % auf ~ 6.0 %. Bei den externen Schauerereignissen überleben etwa 77.5 % aller außerhalb liegenden Ereignisse diesen Schnitt, bei den innerhalb liegenden sind es ca. 98.9 %. Dies führt zu einer Verminderung des Anteils der außerhalb liegenden Schauerereignisse an allen Ereignissen um 22.2 % auf ~ 3.5 %. Somit erhöht dieser Schnitt die Identifikationswahrscheinlichkeit, wie sich zeigt, insbesondere für große Schauer. Bei diesen Schauern führt die kleine zur Verfügung stehende Fläche zu Problemen bei der Rekonstruktion. Für die weitere Analyse, deren Ergebnisse in den folgenden Kapiteln vorgestellt werden, stehen nun noch $\sim 174\,400$ rekonstruierte interne Schauerereignisse bei Benutzung der Untermatrix ohne Bleikonverter und $\sim 176\,800$ rekonstruierte interne Schauerereignisse bei Benutzung der Untermatrix mit Bleikonverter zur Verfügung. Bei den externen Schauerereignissen besteht der Datensatz aus $\sim 54\,000$ Ereignissen ohne und $\sim 34\,500$ mit Signalteiler.

Das Meßcluster besteht durch die schachbrettartige Belegung jeder zweiten Station mit einem Bleikonverter aus zwei Untermatrizen mit je 32 e/γ -Detektoren. Für jedes Schauerereignis kann man so die Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren ohne und mit Blei bestimmen. Abbildung 6.7 zeigt den Mittelwert dieser Anzahl in Abhängigkeit von der rekonstruierten Schauergröße.

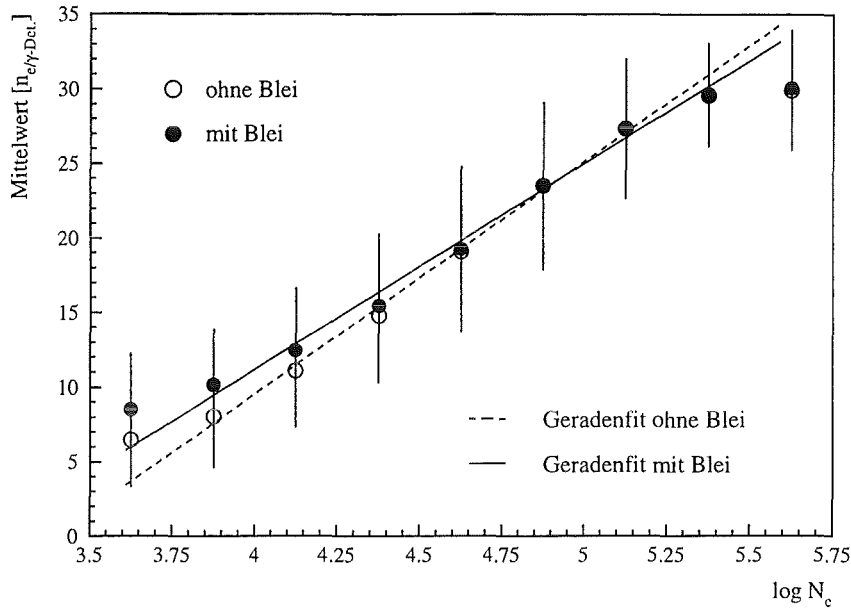


Abbildung 6.7: Mittlere Anzahl der bei einem externen Schauerereignis im Meßcluster (Cluster 01) angesprochenen e/γ -Detektoren in Abhängigkeit von der rekonstruierten Schauergröße $\log N_e$ und die Anpassung einer Geraden. Die Fehlerbalken geben die Breite der Verteilung an.

Für kleine Schauergrößen ist die mittlere Anzahl für e/γ -Detektoren mit Bleikonverter um etwa 25-30 % höher als die ohne Blei. Bei diesen kleinen Schauern wird durch die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten bei Detektoren mit einem Bleikonverter also die Ansprechereffizienz größer. Dieser Effekt verschwindet aber mit steigender Schauergröße, wie auch aus Simulationen erwartet wird, da hochenergetische Schauer eine so große Teilchendichte besitzen, daß die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Quanten nicht mehr zum Tragen kommt. Zwischen der mittleren Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren und der Schauergröße besteht in erster Näherung ein linearer Zusammenhang, so daß die Anzahl der angesprochenen Detektoren eine grobe Abschätzung der Schauergröße $\log N_e$ erlaubt.

Die Verteilung der rekonstruierten Schauergrößen für externe Schauerereignisse ohne und mit Signalteiler zeigt Abbildung 6.8 für die beiden in der Rekonstruktion verwendeten Verfahren.

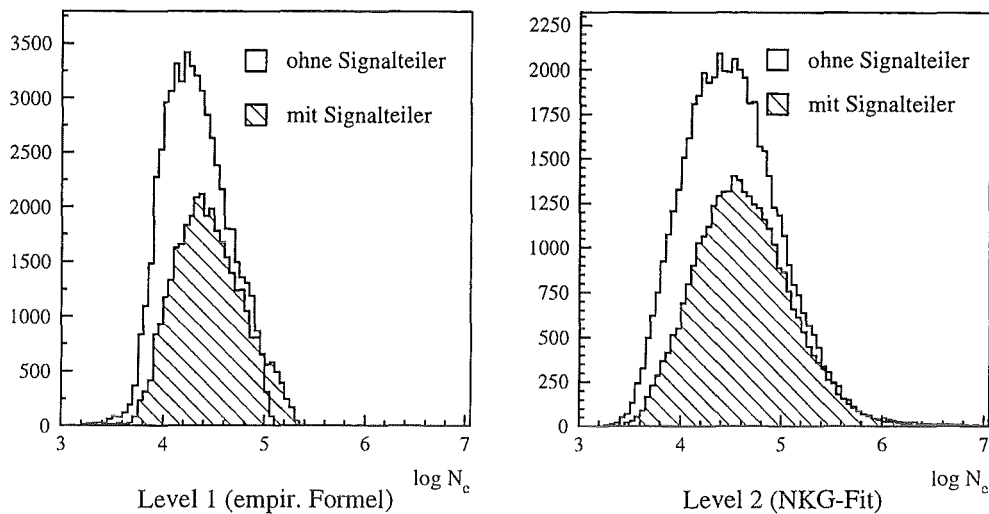


Abbildung 6.8: Verteilung der rekonstruierten Schauergroesse der externen Schauerereignisse ohne und mit Signalteiler für die empirische Formel (Level 1) und den NKG-Fit (Level 2).

Bei der auf Level 1 verwendeten empirischen Formel zeigt sich ohne Signalteiler bei $\log N_e \sim 5.0$ der begrenzte dynamische Bereich der ADC's im Triggercluster. Die Verwendung eines Signalteilers führt zu einer deutlichen Verbesserung. Bei dem NKG-Fit (Level 2) zeigt sich dieses Verhalten nicht, da der begrenzte dynamische Bereich sich bei dieser Methode hauptsächlich auf die Güte der Bestimmung des Schauerzentrums auswirkt. Aus dieser Schauergroessenverteilung ergibt sich eine Energieschwelle von $\log N_e \sim 4.2$ ($\sim 1.2 \cdot 10^{14}$ eV) ohne Signalteiler, mit Signalteiler steigt diese Schwelle auf $\log N_e \sim 4.5$ ($\sim 2.4 \cdot 10^{14}$ eV), was in Übereinstimmung mit den aus den gemessenen Raten und dem integralen Fluß bestimmten Schwellen ist.

Die rekonstruierten Positionen der Schauerzentren externer Schauerereignisse sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Koordinaten stellen die Fläche der beiden verwendeten Cluster dar, wobei das Triggercluster im Osten, also rechts im Bild, liegt. Bei der COG-Methode (Level 1) liegt das Schauerzentrum methodenbedingt immer innerhalb der Experimentgeometrie, mit einer deutlichen Anhäufung zwischen den vier inneren Stationen des Triggerclusters, die den externen Trigger bilden. Es ist hierbei zu beachten, daß die z-Achse in einer logarithmischen Auftragung dargestellt ist.

Bei dem NKG-Fit (Level 2) zeigt sich tendenziell das gleiche Verhalten wie auf Level 1, nur das hier auch außerhalb liegende Schauerzentren rekonstruiert wurden. Durch die für externe Schauerereignisse gewählte Triggerbedingung, ergibt sich also

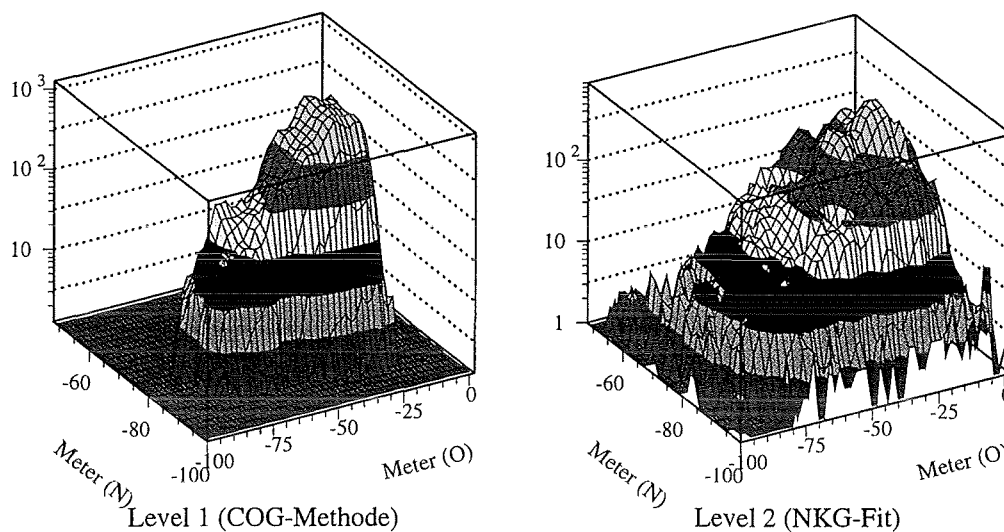


Abbildung 6.9: Verteilung der rekonstruierten Positionen der Schauerzentren externer Schauerereignisse für die COG-Methode (Level 1) und den NKG-Fit (Level 2). Die z-Achse ist logarithmisch dargestellt.

eine Anhäufung von Schauern im Triggercluster, so daß für die Rekonstruktion eine unsymmetrische Geometrie verwendet wird. Dies macht sich bei der Rekonstruktion der Schauerrichtung mit einem Ebenenfit stark bemerkbar, wie in Abbildung 6.10 zu sehen ist.

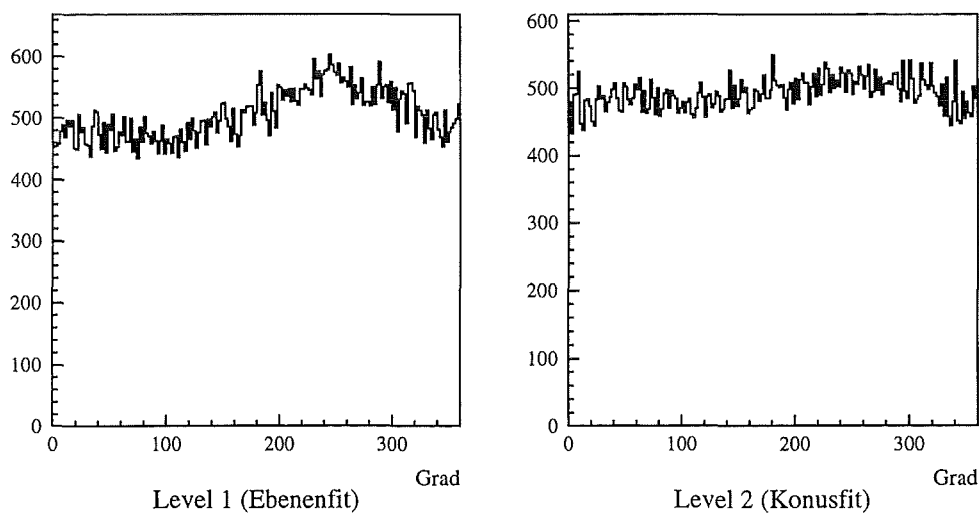


Abbildung 6.10: Verteilung der rekonstruierten Azimutwinkel externer Schauerereignisse für den Ebenen- (Level 1) und Konusfit (Level 2)

Der Azimutwinkel der mit einem Ebenenfit (Level 1) rekonstruierten Schauerrichtungen ist nicht gleichverteilt, sondern zeigt einen Anstieg zwischen $200^\circ - 300^\circ$, was der Richtung nach Osten entspricht. Durch die oben beschriebene Asymmetrie wird die Ebene durch den größeren Hebelarm durch das Meßcluster immer systematisch in Richtung des Triggerclusters gekippt. Bei einer symmetrischen Experimentgeometrie im Bezug auf die Lage der Schauerzentren, wie bei den internen Schauerereignissen, zeigt sich dieser Effekt nicht.

Bei der Verwendung des Konusfits (Level 2) zeigt sich eine deutliche Verbesserung, da er die Schauerfrontform besser modelliert und somit nicht sensitiv auf eine asymmetrische Experimentgeometrie ist. Die immer noch vorhandene leichte Überhöhung zwischen 200° und 300° rührt von Schauerereignissen her, deren Zentren sich außerhalb oder nahe am Rand der Experimentanordnung befinden. Für diese Schauer steht nur ein Teil der Schauerfront zur Verfügung, so daß auch hier eine systematische Kippung wie bei der Ebene auftritt.

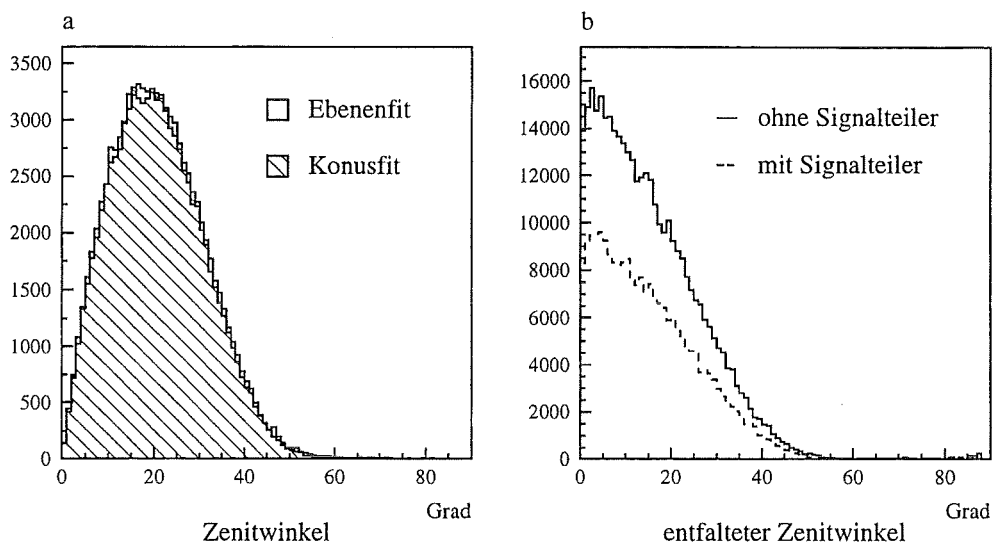


Abbildung 6.11: Zenitwinkelverteilung der rekonstruierten Schauerrichtung der externen Schauerereignisse für den Ebenen- und Konusfit (a) und entfaltete Zenitwinkelverteilung für den Konusfit (b)

Die Verteilungen der rekonstruierten Zenitwinkel (Abbildung 6.11 a) sind für beide Fitverfahren nahezu identisch, mit einem Maximum bei $20.9 \pm 0.1^\circ$. Dieses Maximum kommt durch den kleiner werdenden Raumwinkelbereich bei kleinen Zenitwinkeln zustande. Um eine reale Winkelverteilung zu erhalten, muß eine Entfaltung der gemessenen Verteilung erfolgen. Hierbei müssen auch die aus der Simulation gewonnenen, schauergrößenabhängigen Akzeptanzkorrekturen berücksichtigt werden.

Daher wird der rekonstruierte Zenitwinkel gegen die Schauergröße $\log N_e$ aufgetragen und dieses 2-dimensionale Histogramm kanalweise entfaltet. Für die Akzeptanzkorrekturen wird vereinfachend angenommen, daß die Identifikationswahrscheinlichkeit unabhängig von dem Zenitwinkel ist ($Idw(N_e)$) und die Effizienz nur von der effektiven Nachweisfläche abhängt ($Eff(N_e, \Theta)$). Somit ergibt sich die akzeptanzkorrigierte Anzahl der Schauer pro Kanal $N_{AK}(N_e, \Theta)$ zu:

$$N_{AK}(N_e, \Theta) = \frac{Idw(N_e)}{Eff(N_e, 0^\circ) \cdot \cos\Theta} \cdot N(N_e, \Theta)$$

Durch die Korrektur mit $\sin \Theta$ für das Raumwinkelement $d\Omega = \sin \Theta d\Theta$ und $\cos \Theta$ für das horizontale Flächenelement $\cos \Theta dA$ erhält man die entfaltete Anzahl der Schauer $N_{entf}(N_e, \Theta)$:

$$N_{entf}(N_e, \Theta) = \frac{1}{\sin\Theta \cdot \cos\Theta} \cdot N_{AK}(N_e, \Theta)$$

Für die Entfaltung wird hierbei der Mittelwert aus der unteren und oberen Abschätzung der Identifikationswahrscheinlichkeit (Kapitel 5.3.1, Tabelle 5.2) verwendet. Die entfaltete Verteilung der Zenitwinkel (Abbildung 6.11 b) zeigt eine \cos^n -Abhängigkeit mit einem Maximum um 0° . Die meisten Schauer kommen also wie erwartet aus dem Zenit, da hier die Dicke der zu durchquerenden Atmosphäre minimal ist.

Mit dieser entfalteten Verteilung kann auch der gemessene integrale Fluß der kosmischen Strahlung abgeschätzt werden. Für den gemessenen integralen Fluß ohne Signalteiler ($E_0 > 1 - 2 \cdot 10^{14}$ eV) erhält man einen Wert von 0.17 ± 10.3 % (stat.) ± 27.8 % (syst.) $\text{h}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. Die Verwendung eines Signaltellers führt zu einer Erhöhung der Energieschwelle ($E_0 > 2 - 4 \cdot 10^{14}$ eV) und somit zu einer Erniedrigung des integralen Flusses, für den sich ein Wert von 0.1 ± 12.4 % (stat.) ± 24.8 % (syst.) $\text{h}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ergibt. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den aktuellen integralen Primärflüssen der kosmischen Strahlung. Dies bestätigt die in der Simulation verwendeten Verfahren zur Bestimmung der Identifikationswahrscheinlichkeiten und Effizienzen, sowie die bei der Entfaltung benutzten Annahmen für ihre Winkelabhängigkeiten.

Durch die Verwendung unterschiedlicher Elektronik in den beiden Clustern ist ein Timeoffset zwischen den gemessenen Zeiten vorhanden, so daß in den Minimalisierungsfunktionen eine Referenzzeit für jedes Cluster als freier Fitparameter eingeführt werden muß (Kapitel 5.3). Diese Referenzzeiten für das Meßcluster und das Triggercluster zeigt Abbildung 6.12 a. Die Verteilung des Meßclusters besitzt eine größere Breite, da hier der Abstand zum Schauerzentrum größer ist und somit der Schauer eine breitere zeitliche Verteilung besitzt. Die Differenz der beiden Referenzzeiten (Abbildung 6.12 b) gibt den Timeoffset der beiden Cluster an, für

den sich ein Mittelwert von 59.1 ± 0.3 ns ergibt. In der Verteilung der Differenz der beiden Referenzzeiten ist neben dem elektronischen Offset natürlich auch noch die Krümmung der Schauerfront enthalten.

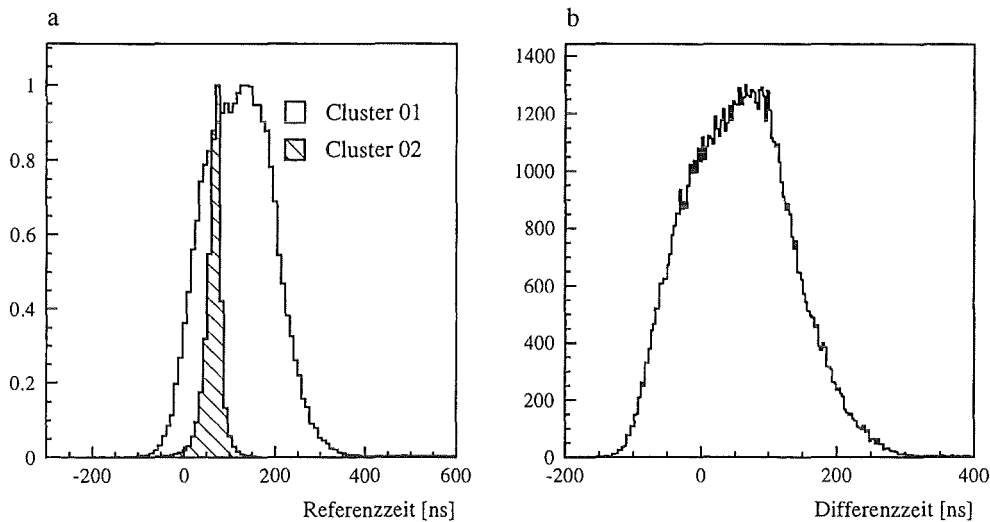


Abbildung 6.12: Auf Peakhöhe normierte Verteilung der bei dem Konusfit (Level 2) erhaltenen Referenzzeiten für das Meßcluster (Cluster 01) und das Triggercluster (Cluster 02) (a) und deren Differenz (b).

6.3 Vergleich der Rekonstruktionsverfahren

Die aus der Rekonstruktion der externen Schauerereignisse erhaltenen Parameter von Level 1 und Level 2 wurden einem Vergleich unterzogen, um unabhängig von der Simulation Rückschlüsse auf deren Güte ziehen zu können. Hierbei fand eine Unterscheidung nach der Position des Schauerzentrums statt, wie in Abbildung 6.13 illustriert. Als Position des Schauerzentrums wurde die auf Level 2 von dem NKG-Fit erhaltenen Werte genommen, ebenso erfolgte die Einteilung nach der Schauergröße aus diesem Fit.

Für die Bestimmung der Differenz in der Schauerrichtungsrekonstruktion wurde für jedes Ereignis der Winkelabstand zwischen den auf den beiden Leveln erhaltenen Richtungen berechnet. Abbildung 6.14 a zeigt die hiermit erhaltenen Mittelwerte der Verteilungen in Abhängigkeit von der rekonstruierten Schauergröße $\log N_e$. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breite der Verteilung. Für zentrale Schauerereignisse beträgt die Differenz etwa 3° und nimmt mit steigender Schauergröße bis auf $\sim 0.6^\circ$ ab. Dies entspricht der Differenz der aus Simulationen erwarteten Rekonstruktionsqualität für diese beiden Verfahren (Kapitel 5, Abbildung 5.8) und bestätigt somit

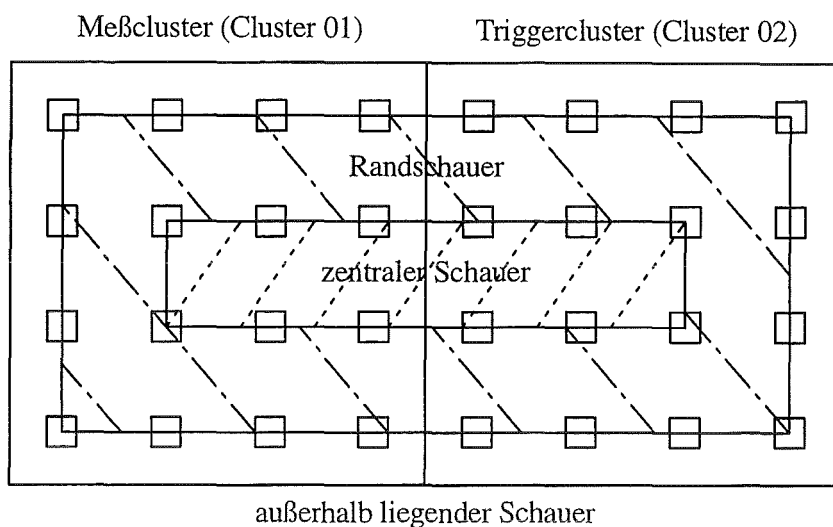


Abbildung 6.13: Unterscheidung der Schauerereignisse nach der Lage der Position des Schauerzentrums, das auf Level 2 durch einen NKG-Fit bestimmt wurde.

die aus der Simulation erhaltenen Ergebnisse. Bei kleinen Schauergrößen dominiert die geringe Statistik der kleinen Teilchendichten. Durch die Fixierung des Schauerzentrums und der besseren Modellierung der Schauerfrontform ist der Konusfit weniger sensitiv auf diese statistischen Schwankungen. Die Differenz von $\sim 3^\circ$ entspricht der bei kleinen Schauergrößen erhaltenen Konussteigung von etwa 17 ns/100 m (Kapitel 6.5). Bei Randschauern zeigt sich das gleiche Verhalten, nur sinkt die Differenz bei großen Schauern auf etwa 1.6° . Hier macht sich der systematische Fehler eines Ebenenfits bemerkbar, da bei Randschauern nur eine Hälfte des Schauers im Array liegt und somit die Schauerfrontform zu einer systematischen Kippung der Ebene führt. Bei außerhalb liegenden Schauerzentren nimmt die Differenz von $\sim 6^\circ$ auf $\sim 2.5^\circ$ bei großen Schauern ab. Der Ebenenfit paßt sich an die Krümmung der Schauerfront an und führt so mit der geringen Statistik bei kleinen Schauergrößen zu einer großen Differenz. Mit steigender Schauergröße nimmt diese Differenz auf etwa 2.5° ab, was der gemessenen Schauerkrümmung von ~ 15 ns/100 m entspricht (Kapitel 6.5).

Den Abstand der auf den beiden Leveln rekonstruierten Position des Schauerzentrums zeigt Abbildung 6.14 b. Für zentrale Schauerereignisse beträgt er zwischen 3 und 6 Meter. Der Anstieg des Abstandes ist durch den geringen dynamischen Bereich des Triggerclusters und einer schlechteren Identifikationswahrscheinlichkeit (Kapitel 5.3.1) bedingt. Bei großen Schauern gehen mehrere Stationen in den Overflow und verschlechtern somit die Rekonstruktionsqualität (Kapitel 5, Abbildung 5.7). Die Größe des Abstandes liegt wie bei der Winkelauflösung in dem Bereich der Differenz

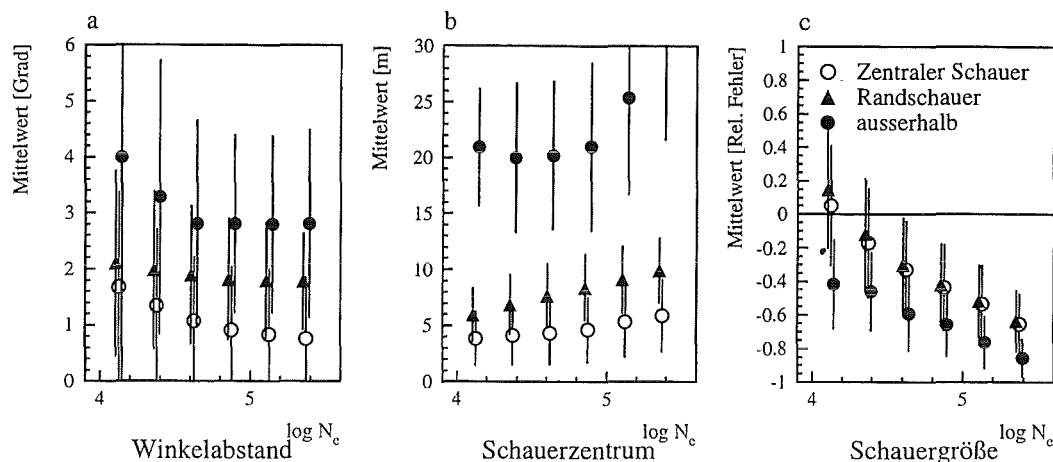


Abbildung 6.14: Mittelwerte des Winkelabstandes (a), des Abstandes der Schauerzentren (b) und des relativen Fehlers der Schauergröße (c), der in Level 1 und Level 2 rekonstruierten Schauerparameter in Abhängigkeit von der auf Level 2 rekonstruierten Schauergröße $\log N_e$. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breite der Verteilungen.

der aus der Simulation erhaltenen Rekonstruktionsqualitäten und bestätigt somit diese. Bei Randschauern zeigt sich die gleiche Tendenz, nur steigt der Wert des Abstandes auf etwa 10 Meter an. Hier macht sich neben dem begrenzten dynamischen Bereich im Triggercluster noch die Schwäche der COG-Methode bemerkbar, welche die Position des Schauerzentrums immer innerhalb des Arrays legt. Dies führt bei Schauerereignissen nahe des Randes oder außerhalb zu großen Fehlern. Dies zeigt sich auch sehr schön bei den außerhalb liegenden Schauerereignissen, bei denen die Abstandsdifferenz von 20 Metern bis weit darüber hinaus reicht. Der starke Anstieg mit steigender Schauergröße rührt von der Triggerbedingung her, da hochenergetische Schauer auch bei einem Schauerzentrum weit außerhalb des Arrays einen Trigger auslösen können.

Für den Vergleich der auf Level 1 (empirische Formel) und Level 2 (NKG-Fit) bestimmten Schauergröße wurde, wie in der Simulation, der relative Fehler berechnet (Abbildung 6.14 c).

$$\text{relativer Fehler} = \frac{N_e(\text{Level1}) - N_e(\text{Level2})}{N_e(\text{Level2})}$$

Es zeigt sich, bis auf kleine Schauergrößen, eine systematische Unterschätzung der auf Level 1 bestimmten Schauergröße, die mit steigender Schauergröße zunimmt. Grund hierfür ist der Overflow, wie auch in der Simulation zu sehen ist (siehe Kapitel 5, Abbildung 5.8). Die Unterschätzung der auf Level 1 rekonstruierten Schau-

ergröße liegt im Bereich von 10-60 %, was in etwa dem aus der Simulation erwarteten Unterschied zwischen den beiden Verfahren entspricht. Bei außerhalb liegenden Schauerereignissen ist die Unterschätzung stärker, da auf Level 1 die COG-Methode die Position des Schauerzentrums immer in das Array legt und somit eine falsche, nämlich zu niedrige, zentrale Teilchendichte für die Bestimmung der Schauergröße verwendet wird.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß der Vergleich der auf Level 1 und Level 2 verwendeten Rekonstruktionsverfahren das aus der Simulation erwartete Verhalten zeigt und somit diese voll bestätigt.

6.3.1 Der Einfluß des Bleikonverters

Die Unterteilung des Meßclusters (Cluster 01) in zwei Untermatrizen erlaubt die Rekonstruktion des gleichen internen Schauerereignisses zweifach. Somit kann ein Vergleich der rekonstruierten Parameter der Untermatrix ohne und mit Blei erfolgen und der Einfluß eines Bleikonverters auf die Rekonstruktion untersucht werden. Für diese Untersuchung wurden nur Schauerereignisse verwendet, deren Schauerzentren innerhalb des Clusters lagen.

Die Differenz der rekonstruierten Position des Schauerzentrums ist in Abbildung 6.15 b dargestellt. Für die auf Level 1 verwendete COG-Methode ergibt sich eine Differenz von etwa 2.5-4 Meter, der NKG-Fit (Level 2) liefert Werte von 4-8 Meter. Vergleicht man diese Werte mit den aus der Simulation erwarteten Auflösungen (Kapitel 5, Abbildung 5.6), so zeigt sich, daß sie um etwa 2 Meter schlechter sind. Sowohl die COG-Methode als auch der NKG-Fit scheinen bei der kleinen Anzahl von nur maximal 8 Stützstellen (Stationen) hier Probleme zu bekommen. Diese Ergebnisse sind mit der Simulation verträglich und zeigen, daß der Bleikonverter wenig Einfluß auf die Bestimmung der Position des Schauerzentrums hat.

Für den Vergleich der mit der Untermatrix ohne und mit Blei rekonstruierten Schauergrößen wurde der relative Fehler bestimmt (Abbildung 6.15 c).

$$\text{relativer Fehler} = \frac{N_e(\text{mit Blei}) - N_e(\text{ohne Blei})}{N_e(\text{ohne Blei})}$$

Die empirische Formel (Level 1) liefert unabhängig von der Schauergröße $\log N_e$ fast gleiche Werte für beide Untermatrizen, so daß der relative Fehler nahe bei Null liegt. Bei dem auf Level 2 benutzten NKG-Fit ergibt sich ein anderes Bild. Mit steigender Schauergröße wird der relative Fehler immer größer und erreicht einen Wert von ~ 25 %. Bei der Untermatrix mit Blei wird hierbei die Schauergröße immer kleiner bestimmt als ohne Blei. Bei e/γ -Detektoren mit Bleibelegung besteht, wie in

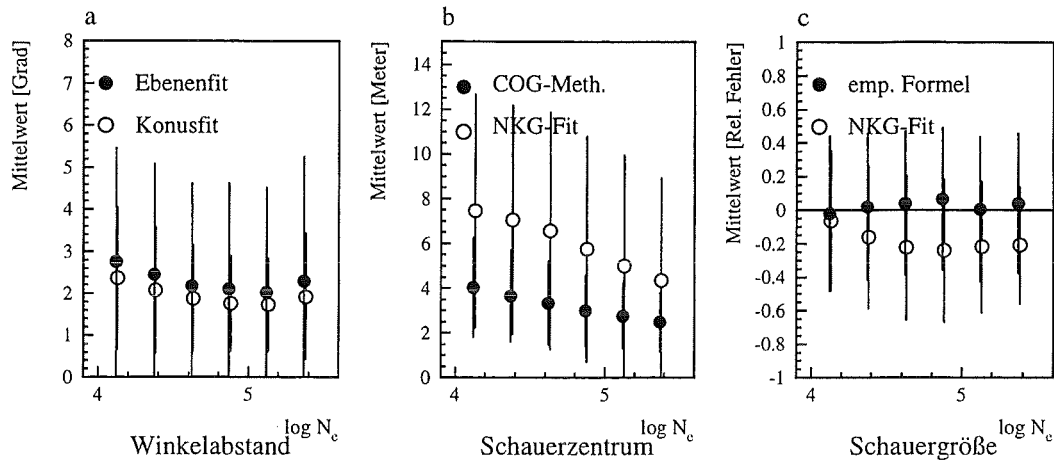


Abbildung 6.15: Mittelwerte des Winkelabstandes (a), des Abstandes der Schauernentren (b) und des relativen Fehlers der Schauergöße (c), der ohne und mit Blei rekonstruierten Schauerparameter in Abhängigkeit von der auf Level 2 ohne Blei rekonstruierten Schauergöße $\log N_e$. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breite der Verteilungen.

Kapitel 5.2.2 erklärt, die Schwierigkeit der Umrechnung der im Detektor deponierten Energie in eine Teilchenzahl. Das hier erhaltene Ergebnis könnte auf eine falsche laterale Energiekorrekturfunktion (LECF) hindeuten. Dies ist ein wichtiger Punkt, der einer weiteren näheren experimentellen Untersuchung bedarf.

Abbildung 6.15 a zeigt die erhaltenen Winkeldifferenzen der mit den beiden Untermatrizen rekonstruierten Schauerrichtungen. Aus diesen Winkeldifferenzen läßt sich die Winkelgenauigkeit des verwendeten Rekonstruktionsverfahrens ermitteln, wobei systematische Fehler, wie z.B. Offsets in der Zeitkalibration, nicht gefunden werden können. Die Winkelauflösung entspricht der Hälfte der bestimmten Winkeldifferenz. Dieser Faktor 2 setzt sich aus zwei Beträgen zusammen. Der erste Betrag berücksichtigt, daß die Winkeldifferenz aus jeweils zwei unabhängigen Richtungsrekonstruktionen bestimmt wurde, deren Fehler sich quadratisch addieren. Dies führt unter der Annahme, daß die Fehler für die beiden Untermatrizen ohne und mit Blei in erster Näherung gleich sind, zu einem Faktor $\sqrt{2}$. Ein zweiter Faktor $\sqrt{2}$ ergibt sich aus der Tatsache, daß im Mittel jede Untermatrix nur die Hälfte der Detektoren enthält, die das Ereignis ausgelöst haben. Somit ergibt sich für den Ebenenfit (Level 1) für eine Schauergöße $\log N_e$ 4.25-4.5 eine Winkelauflösung von 1.2° und bei dem Konusfit auf Level 2 ein Wert von 1.0° . Dies steht in guter Übereinstimmung mit den aus der Simulation erwarteten Auflösungen (Abbildung 5.6). Die Verschlechterung bei großen Schauergößen hängt mit der kleinen Fläche der verwendeten Experimentgeometrie zusammen, die für die Messung großer Schauer zu gering ist. Um den Einfluß eines Bleikonverters auf die Winkelauflösung zu bestimmen, müßte jede

Untermatrix nochmals unterteilt werden. Dies ist wegen der zu geringen Größe der verwendeten Experimentgeometrie jedoch nicht durchführbar.

6.4 Die Lateralverteilung

Ein Luftschauer besitzt eine räumliche Ausdehnung, deren Größe von der Art und Energie des Primärteilchens abhängt (Kapitel 2.2). Die Detektoren des Arrays erlauben sowohl eine Messung der elektromagnetischen, als auch der myonischen Komponente. Wegen der geringen Größe der in dieser Arbeit verwendeten Experimentgeometrie von nur zwei Clustern, wobei nur eines mit Myondetektoren bestückt war, ist eine Messung der myonischen Komponente mit ihrer großen lateralen Ausdehnung und kleinen Teilchendichte nicht möglich.

6.4.1 Die elektromagnetische Komponente

Der Messung ist nicht direkt die Teilchendichte zugänglich, sondern nur die durch sie in den Detektoren deponierte Energie. Die Größe dieser Energiedeposition ist für e/γ -Detektoren ohne und mit Bleikonverter unterschiedlich, wie in Abbildung 6.16 zu sehen ist. Sie zeigt die in einem e/γ -Detektor für externe Schauerereignisse in einem Energiebereich von 0-55 MeV deponierte Energie für einen Detektor ohne und mit Bleikonverter. Bei etwa 9.9 MeV ist der Einteilchenpeak zu sehen; die Diskriminatorschwelle beginnt bei etwa 3 MeV zu schneiden. Bei dem mit Blei belegten e/γ -Detektor ist der Einteilchenpeak deutlich reduziert und dafür die Energiedeposition oberhalb desselben erhöht. Niederenergetische Elektronen werden im Blei gestoppt, wohingegen hochenergetische Elektronen sich im Bleikonverter durch Kaskadenbildung multiplizieren können. Dies führt zu einer Reduzierung des Einteilchenpeaks und einer Verschiebung zu höheren Energiedepositionen. Desweiteren konvertieren γ -Quanten in dem Blei in Elektron-Positron-Paare und führen so zu einer zusätzlichen Energiedeposition in dem Detektor. Durch diese Reduzierung des Einteilchenpeaks und der Verschiebung zu höheren Energiedepositionen verschlechtert sich die Auflösung des Einteilchenpeaks bei einem mit Blei belegten Detektor um etwa 9 %.

Im Mittel ergibt sich somit in dem hier dargestellten Energiebereich bis 55 MeV eine um ~ 13 % höhere mittlere Energiedeposition bei einem e/γ -Detektor mit Blei (~ 14.5 MeV) im Vergleich zu einem Detektor ohne Bleikonverter (~ 12.8 MeV). Dieser Effekt tritt mit steigender Energie immer deutlicher zu Tage. Betrachtet man die in einer Station in den e/γ -Detektoren für externe Schauerereignisse deponierte Energie bis 10 GeV, so ergibt sich hier eine um etwa 38.5 % höhere mittlere Energiedeposition in Stationen mit Bleikonverter (~ 50.1 MeV; ohne Blei: ~ 36.2 MeV).

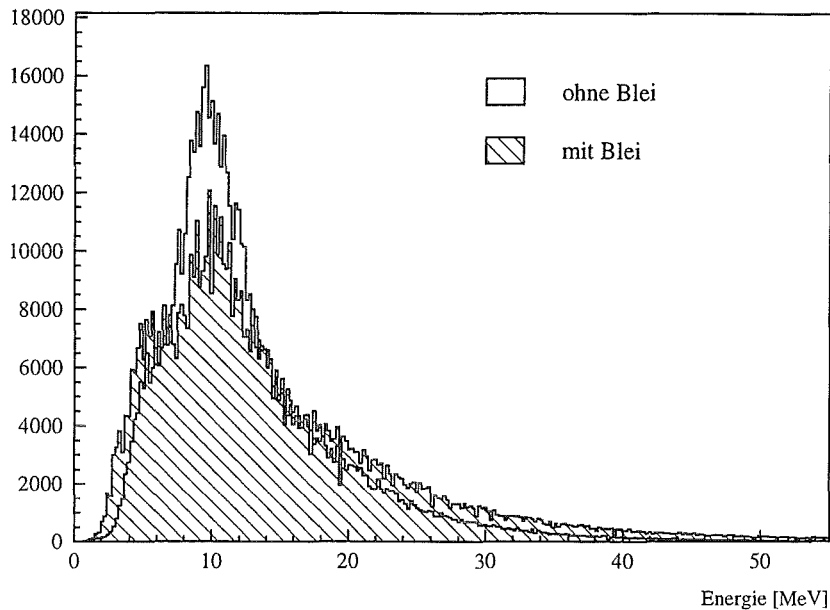


Abbildung 6.16: Antwortfunktion eines e/γ -Detektors ohne und mit Bleikonverter auf ausgedehnte Luftschauer.

Die angegebenen Werte gelten nur für die hier verwendete Triggerbedingung für externe Schauerereignisse und den gewählten Schnitten. Die erläuterten Effekte sind natürlich von dem verwendeten Trigger und den Schnitten unabhängig.

Betrachtet man die im Mittel in einer Station deponierte Energie in Abhängigkeit von ihrem Abstand zum Schauerzentrum, erhält man die in Abbildung 6.17 gezeigten Lateralverteilungen. Die Energiedeposition ist bei Stationen mit einem Bleikonverter höher, besonders in der Nähe des Schauerzentrums, wo der Einfluß eines Bleikonverters, wie oben schon erläutert, wegen der höheren Teilchenenergien größer ist. Für die gemessenen Lateralverteilungen ohne und mit Blei besteht eine sehr gute Übereinstimmung mit den aus der Simulation für protoninduzierte Luftschauern erhaltenen Verteilungen. Dies gilt auch für die Anzahl der im Mittel pro Station angesprochenen e/γ -Detektoren in Abhängigkeit von dem Abstand zum Schauerzentrum. Es zeigt sich hier kein Unterschied für Stationen ohne und mit Bleikonverter (Abbildung 6.18). Mit steigendem Abstand zum Schauerzentrum nimmt die Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren ab, dies entspricht dem Sinken der Teilchendichte. Bei höherenergetischen Schauern wird diese so groß, daß die Abnahme der Anzahl der e/γ -Detektoren erst bei sehr großen Abständen zum Schauerzentrum beginnt (Abbildung 6.18).

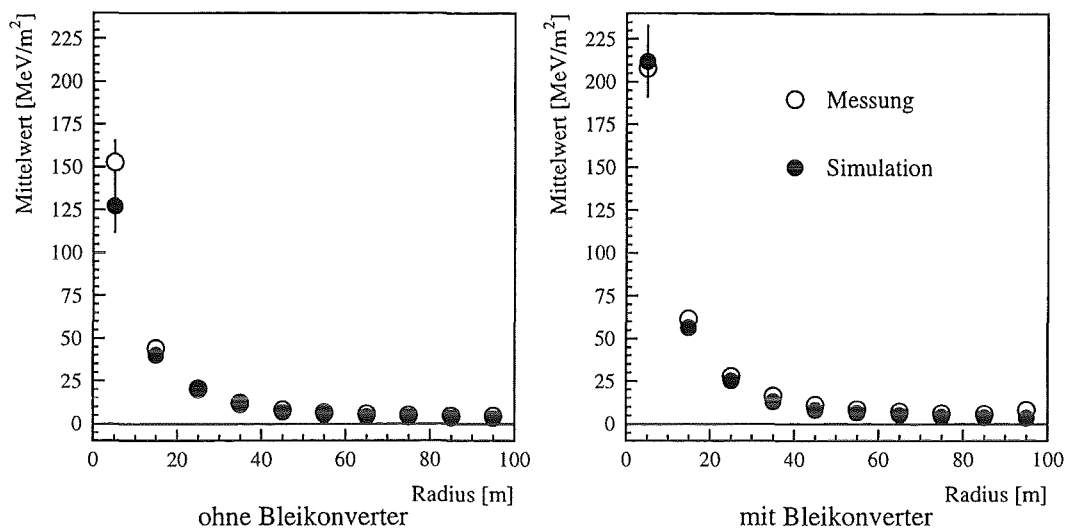


Abbildung 6.17: Mittelwert und Fehler der in einer Station in den e/γ -Detektoren deponierten Energie für einen Schauergößenbereich von $\log N_e$ 4.25-4.5

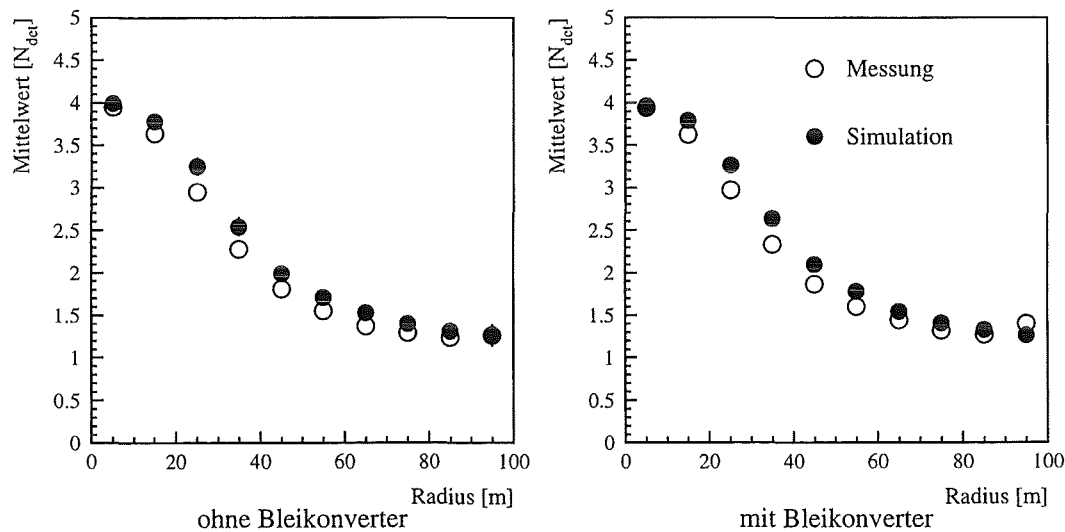


Abbildung 6.18: Mittelwert und Fehler der Anzahl der in einer Station angesprochenen e/γ -Detektoren für einen Schauergößenbereich von $\log N_e$ 4.25-4.5

Die Belegung der e/γ -Detektoren mit einer Bleifolie hat, wie gezeigt, einen Einfluß auf die Energiedeposition. Dieser Effekt könnte ausgenutzt werden, um die Härte des Spektrums eines Luftschauers zu untersuchen und somit vielleicht einen Hinweis auf die Art des Primärteilchens zu erhalten.

6.4.2 Die Härte des Schauerspektrums

Das KASCADE-Array könnte wie das in dieser Arbeit verwendete Meßcluster schachbrettartig aus Stationen ohne und mit Bleikonverter aufgebaut werden. Diese Konfiguration ermöglicht die Messung eines Luftschauers mit zwei unabhängigen Experimenten und würde eine Messung der Härte des Schauerspektrums erlauben. Abbildung 6.19 zeigt das aus Simulationen erhaltene Energiespektrum in einem Abstandsbereich von 60 - 90 m zum Schauerzentrum für eine Schauergröße von $\log N_e$ 4.5 - 4.75 für Stationen ohne und mit Bleikonverter. Für die proton- und eiseninduzierten Schauer zeigen sich Unterschiede in der Härte des Spektrums. Bei gleicher Schauergröße $\log N_e$ muß ein eiseninduzierter Luftschauer eine höhere Primärenergie besessen haben als ein protoninduzierter, d.h. der eiseninduzierte Schauer besitzt ein härteres Spektrum, wie sich auch in der Simulation ausgedehnter Luftschauer mit CORSIKA zeigt.

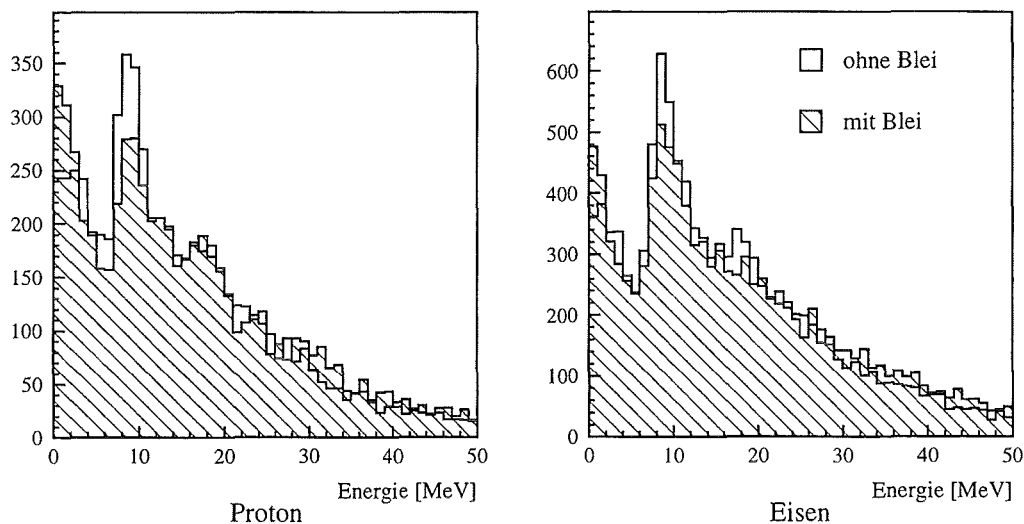


Abbildung 6.19: Aus Simulationen erhaltenes Energiespektrum der e/γ -Detektoren einer Station ohne und mit Bleikonverter für verschiedene Primärteilchen in einem Radiusbereich von 60-90 m und einen Schauergrößenbereich von $\log N_e$ 4.5-4.75.

Für die hier vorgestellte Untersuchung wurden je 800 proton- und eiseninduzierte Luftschauer (CORSIKA Version 4.065) mit Primärteilchenenergien von $2 \cdot 10^{14}$ eV, $5 \cdot 10^{14}$ eV, $1 \cdot 10^{15}$ eV und $2 \cdot 10^{15}$ eV und einem Zenitwinkel von 0° verwendet. Die Positionen der Schauerzentren lagen um das Zentrum des KASCADE-Arrays.

Um für einen einzelnen Schauer eine Aussage treffen zu können, müssen sich proton- und eiseninduzierte Schauer im Mittel deutlich unterscheiden. Der Haupt-

unterschied in den Spektren von proton- und eiseninduzierten Schauern besteht in der Energiedeposition im Einteilchenpeak und darüber. Daher ist es naheliegend, die Summe der Einträge in diesen beiden Bereichen zu betrachten. Für jeden Schauer wird die Summe der Einträge in dem Bereich der Energiedeposition zwischen 6 und 12 MeV (Einteilchenpeak) und oberhalb von 12 MeV in einem bestimmten Abstandsbereich zum Schauerzentrum gebildet. Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, wurden Radiusbereiche von 30 Meter gewählt, die von 40 bis 120 Meter in 10 Meter Schritten verschoben wurden. Um die Ergebnisse einzelner Schauere direkt vergleichen zu können, wurde die Summe aller Einträge eines Schauers in einem bestimmten Radiusbereich auf 1 normiert. Somit erhält man für jeden Schauer die Häufigkeit der Energiedeposition zwischen 6 und 12 MeV und oberhalb von 12 MeV.

Als Parameter mit der größten Trennfähigkeit stellte sich das Verhältnis der Häufigkeit der Energiedeposition oberhalb 12 MeV zu der zwischen 6 und 12 MeV heraus. Dieses Verhältnis wird für jeden Radiusbereich für jeden Schauer aufgetragen und der Mittelwert gebildet. Man erhält so für jede Teilchenart und jeden Radiusbereich zwei mittlere Verhältnisse, für Stationen ohne und mit Bleikonverter, die gegeneinander aufgetragen werden. Für die Bestimmung des optimalen Radiusbereiches wurde nun der Überlapp der beiden Flächen berechnet, die durch den 1 σ -Wert jeden Wertepaares, d.h. der Breite der Verteilung, aufgespannt werden. Bei einem Minimalwert des Überlapps ist die Trennung der beiden Punkte maximal. Die so erhaltenen optimalen Radiusbereiche hängen natürlich von der Schauergröße $\log N_e$ ab. Ein Radiusbereich entspricht einer bestimmten Teilchendichte, die sich mit steigender Schauergröße zu größeren Radien verschiebt.

Unterhalb einer Schauergröße von $\log N_e < 4.0$ ist die Statistik zu gering, darüber ergeben sich die in Tabelle 6.1 gezeigten Radiusbereiche, die sich mit steigender Schauergröße zu immer größeren Abständen zum Schauerzentrum verschieben.

Schauergröße $\log N_e$	4.0-4.25	4.25-4.5	4.5-4.75	4.75-5.0	5.0-5.25
Radiusbereich	70-100 m	70-100 m	90-120 m	100-130 m	110-140 m
	80-110 m	80-110 m	100-130 m	110-140 m	120-150 m
ab Radius aufintegriert	60 m	60 m	80 m	80 m	90 m
	70 m	70 m	90 m	90 m	100 m

Tabelle 6.1: Radiusbereiche in denen die Trennfähigkeit des hier vorgestellten Verfahrens maximal ist.

Da durch diese Verschiebung und der begrenzten räumlichen Ausdehnung des KASCADE-Arrays ($200 \times 200 \text{ m}^2$) immer weniger Stationen für eine Analyse zur Verfügung stehen, erfolgte in einer zweiten Analyse eine Integration ab einem bestimmten Radius. Dieser Radius wurde von 20 bis 100 Meter in 10 Meter Schritten verschoben. Analog dem bei einem Radiusbereich verwendeten Verfahren wurde

auch hier der optimale Radius bestimmt. Die erhaltenen Ergebnisse zeigt ebenfalls Tabelle 6.1. Sie decken sich mit den aus den Radiusbereichen erhaltenen, der Überlapp der Flächen ist jedoch kleiner, da wegen der Integration mehr Stationen beitragen und somit eine bessere Statistik vorhanden ist. Mit beiden Verfahren ist jedoch die Trennung nicht sehr deutlich, wie Abbildung 6.20 und 6.21 zeigt, in der die Wertepaare mit ihren 1σ -Werten für die in Tabelle 6.1 gezeigten Radien in Abhängigkeit von dem Schauergößenbereich dargestellt sind.

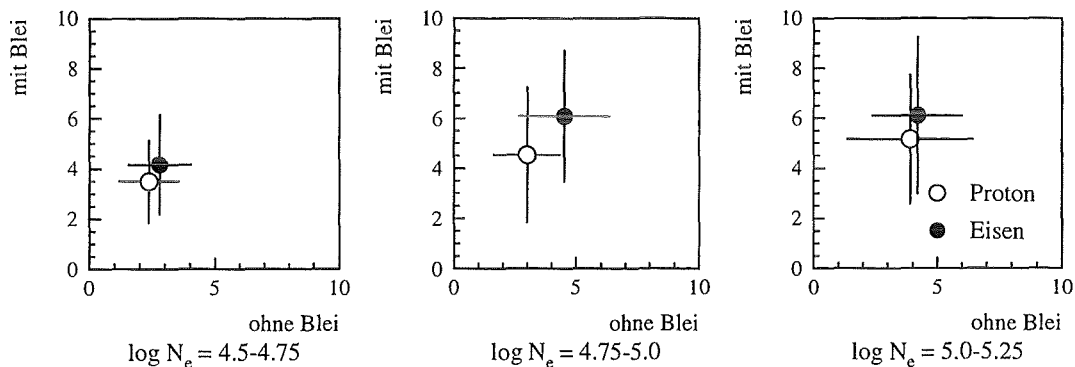


Abbildung 6.20: Mittelwert des Verhältnisses der Häufigkeit der Energiedeposition oberhalb von 12 MeV zu der zwischen 6 und 12 MeV für die in Tabelle 6.1 gezeigten Radienbereiche von 30 Meter in Abhängigkeit von dem Schauergößenbereich $\log N_e$. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breite der Verteilung.

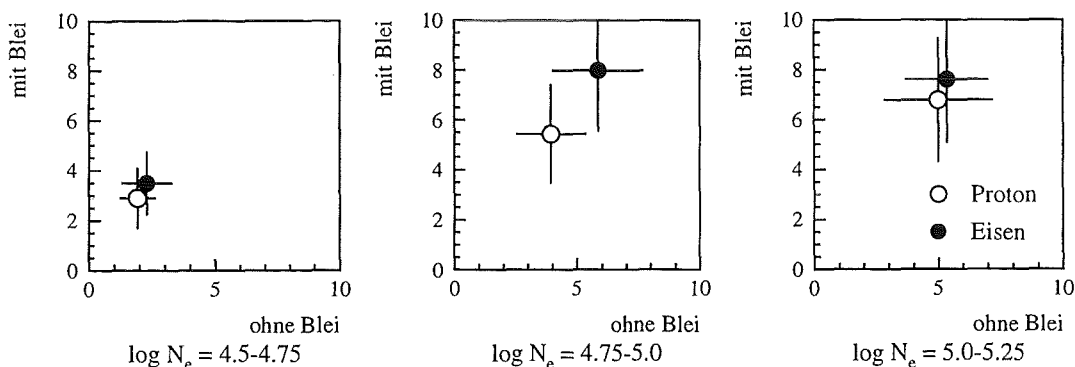


Abbildung 6.21: Mittelwert des Verhältnisses der Häufigkeit der Energiedeposition oberhalb von 12 MeV zu der zwischen 6 und 12 MeV für die in Tabelle 6.1 gezeigten aufintegrierten Radien in Abhängigkeit von dem Schauergößenbereich $\log N_e$. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breite der Verteilung.

In einem Schauergrößenbereich $\log N_e$ 4.75-5.0 scheint dieser Parameter eine Trennmöglichkeit zu bieten. Da der Abstand der Punkte aber nahe bei 1σ liegt, ist er allein für eine Trennung nicht brauchbar, kann aber möglicherweise bei einer Multiparameteranalyse einen wichtigen Beitrag leisten. Bei kleinen Schauern ist wegen ihrer geringen lateralen Ausdehnung und Teilchendichte, d.h. ungenügender Statistik, eine Trennung nicht möglich. Bei großen Schauern steht wegen des großen Abstandes des Radius vom Schauerzentrum nur noch ein sehr geringer Teil des Arrays für eine Analyse zur Verfügung. Mit dieser kleinen Statistik ist eine Trennung ebenfalls nicht mehr möglich.

Bei den hochenergetischen Schauern macht sich ferner das Aufsummieren der vier e/γ -Detektoren einer Station negativ bemerkbar, da das zu einer Erhöhung der pro Elektronikkanal betrachteten Detektorfläche führt. Das KASCADE-Array kann für die hier betrachteten zentralen Schauer einen maximalen Abstand zum Schauerzentrum von ~ 140 m abdecken. Bei großen Schauern erreicht die Teilchendichte auch noch in diesen Radiusbereichen so hohe Werte, daß durch diese Aufsummierung der Einteilchenpeak fast verschwindet und somit das hier vorgestellte Verfahren nicht mehr durchführbar ist. Liegt das Schauerzentrum in den Randbereichen des KASCADE-Arrays, vergrößert sich der maximal meßbare Abstand auf ~ 250 m. Bei diesen Abständen zum Schauerzentrum ist auch bei höherenergetischen Schauern die Teilchendichte so gering, daß der Einteilchenpeak nicht verschwindet und somit eine Trennung möglich ist. Eine Untersuchung der Trennfähigkeit des hier vorgestellten Verfahrens in Abhängigkeit von der Position des Schauerzentrums scheint, besonders in Hinblick auf hochenergetische Schauer, ratsam.

6.5 Die Form der Schauerfront

Wie in Kapitel 2.2.1 dargestellt, weicht die zeitliche Verteilung der Teilchen eines ausgedehnten Luftschauers von einer Ebene ab. Um die Form dieser Abweichung experimentell zu bestimmen, wurde für jede Station mit einem Signal der e/γ -Detektoren die Differenz $T_{gem.} - T_{Ebene}$ gebildet. $T_{gem.}$ ist die vom Detektor gemessene Zeit, T_{Ebene} eine theoretische Zeit, die der Detektor gemessen hätte, wenn die Teilchen auf einer Ebene senkrecht zur Schauerachse liegen würden. Abbildung 6.22 zeigt die so erhaltene Zeitdifferenzverteilung in Abhängigkeit von dem Abstand zum Schauerzentrum, dessen maximaler Wert sich durch die Experimentgeometrie zu ~ 100 m ergibt. Um die Abhängigkeit der Schauerfrontform von der Schauergröße untersuchen zu können, wurden noch Schnitte auf diese gemacht. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Zeitdifferenz und dem Abstand vom Schauerzentrum.

Um diesen Zusammenhang genauer untersuchen zu können, wurden nun 10 Meter-Radiuschnitte gebildet. Von diesen Zeitdifferenzverteilungen (Abbildung 6.23) wurde nun der Mittelwert und durch einen Gaußfit das Maximum bestimmt.

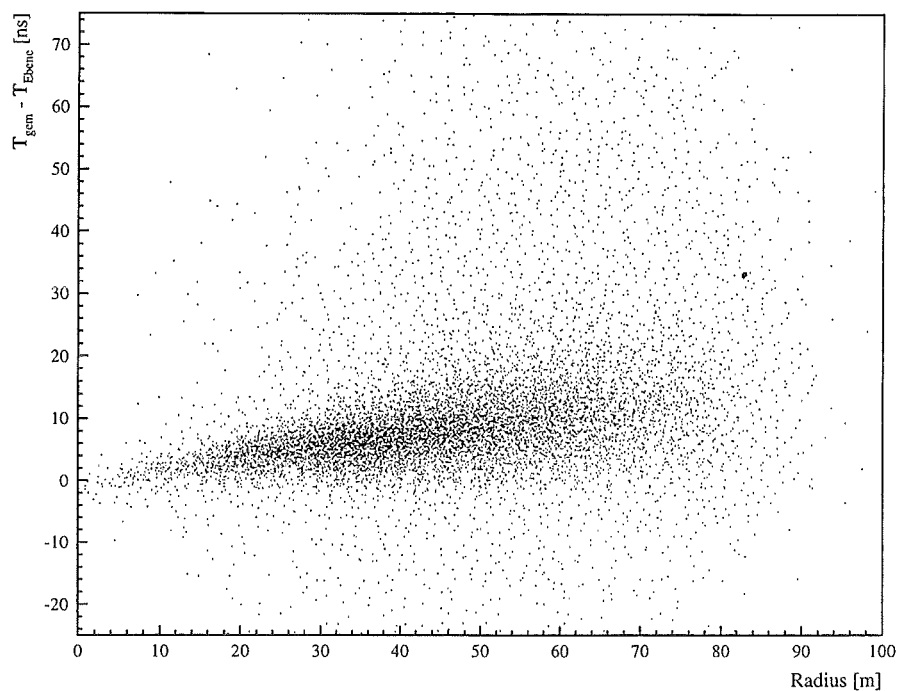


Abbildung 6.22: Zeitdifferenz zwischen in einem e/γ -Detektor gemessener Zeit und einer theoretischen Zeit für eine Ebene senkrecht zur Schauerrachse für einen Schauerrößenbereich von $\log N_e$ 4.25-4.5

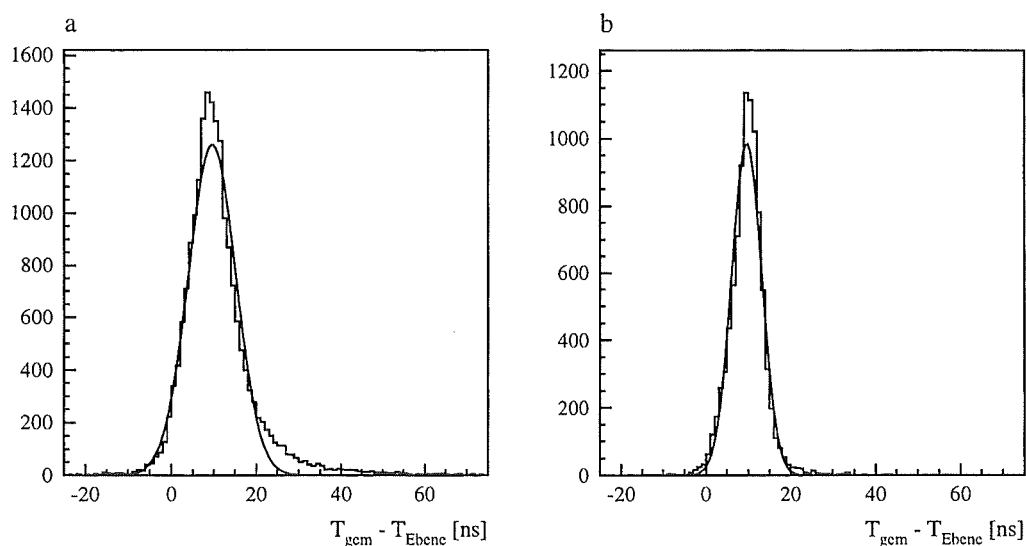


Abbildung 6.23: Zeitdifferenzverteilungen für einen Radiusbereich von 50-60 Meter. In (a) für einen Schauerrößenbereich von $\log N_e$ 4.25-4.5 und in (b) von 5.0-5.25

Abbildung 6.24 zeigt diese Werte in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum. Es zeigt sich, daß die Form der Schauerfront in dem gemessenen Radiusbereich durch einen Konus gut beschrieben ist. Die aus diesen Verteilungen durch einen Geradenfit bestimmte Steigung des Konus im Radiusbereich von 10-70 Meter ist in Abbildung 6.25 in Abhängigkeit von der Schauergröße ($\log N_e$) dargestellt.

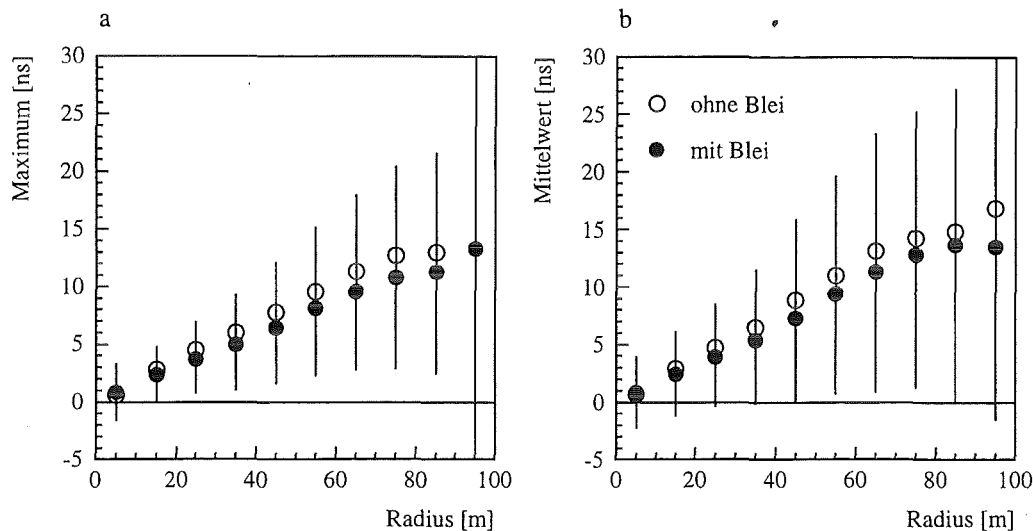


Abbildung 6.24: Maximum (a) und Mittelwert (b) der Zeitdifferenzverteilungen für einen Schauergrößenbereich von $\log N_e$ 4.25-4.5 in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum

Allgemein läßt sich feststellen, daß die Steigung bei e/γ -Detektoren ohne Bleikonverter größer ist als bei mit Blei belegten Detektoren. Das Zeitsignal von Detektoren ohne Blei stammt wegen der kleinen Nachweeffizienz für γ -Quanten hauptsächlich von Elektronen. Detektoren mit einer Bleifolie konvertieren einen Großteil der γ -Quanten in Elektron-Positronpaare und stoppen niederenergetische Elektronen. Dadurch stammt das Zeitsignal von den zeitlich frühen γ -Quanten, da sie sich als masselose Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, und von hochenergetischen Elektronen mit einem großen Lorentzfaktor und geringer Vielfachstreuung.

Betrachtet man nun die durch einen Gaußfit erhaltenen Steigungen (Abbildung 6.25 a), so sieht man für mit Blei belegte Detektoren fast keine Abhängigkeit der Steigung von der Schauergröße. Dies erklärt sich aus dem oben schon erwähnten Nachweis von γ -Quanten und hochenergetischen Elektronen. Detektoren ohne Blei zeigen eine Abnahme der Steigung mit zunehmender Schauergröße. Dieser Effekt beruht auf der Zunahme der Teilchendichte mit der Schauergröße. Dadurch erhält man eine bessere Statistik und somit eine größere Wahrscheinlichkeit, daß ein hochenergetisches Elektron aus der vordersten Schauerfront das Zeitsignal auslöst. Die Steigung für Detektoren ohne Blei nähert sich daher der für Detektoren mit Blei.

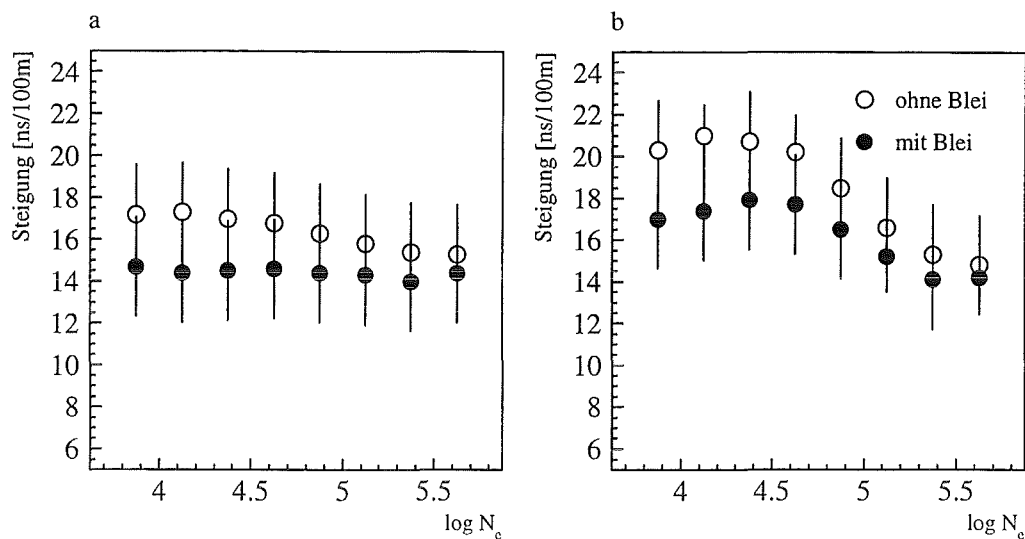


Abbildung 6.25: Steigung des Konus für Maximum (a) und Mittelwert (b) der Zeitdifferenzverteilungen in Abhängigkeit von der Schauergröße $\log N_e$. Die Fehlerbalken geben den Fehler der Geradensteigung an.

Bei den aus den Mittelwerten der Zeitdifferenzverteilungen gewonnenen Steigungen (Abbildung 6.25 b) zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Allgemein läßt sich sagen, daß die so bestimmten Steigungen höher sind als die mit einem Gaußfit erhaltenen. Dies läßt sich durch die Form der Zeitdifferenzverteilungen erklären. Bei größeren Radien werden diese Verteilungen asymmetrisch, mit einem Ausläufer zu großen Zeitdifferenzen. Das heißt, die Dicke der Schauerscheibe variiert, wie schon in Kapitel 2.2.1 beschrieben. Dadurch wird der Mittelwert größer als das Maximum und somit nimmt die Steigung zu. Mit steigender Schauergröße wird nun diese Verteilung wegen der höherenergetischen Elektronen symmetrischer, auch für größere Radien. Dadurch nähert sich der Wert dem mit einem Gaußfit erhaltenen an.

Aus der Analyse der Maxima der Zeitdifferenzverteilungen ergibt sich somit eine Steigung der Schauerfront von $\sim 15.3 \pm 2.4$ ns/100 m für e/γ -Detektoren ohne Bleikonverter und $\sim 14.4 \pm 2.4$ ns/100 m bei Verwendung eines Bleikonverters. Der Fehler der Steigung der Schauerfront ergibt sich aus dem Fehler der Steigung bei dem Geradenfit. Dies ist in Übereinstimmung mit anderen Luftschauerexperimenten, wie z.B. HEGRA, das mit einem Bleikonverter eine Steigung des Konus von 13 ns/100m gemessen hat [Mer93]. Die aus Simulationen erhaltenen Ergebnisse für die Neigung der Schauerfront zeigt Abbildung 6.26. Der für diese Analyse verwendete Datensatz bestand aus protoninduzierten Luftschauern mit einem Winkel von 0° und 30° und einer Energie von $2 \cdot 10^{14}$ eV bis $2 \cdot 10^{15}$ eV. Für kleine Schauergrößen reproduzieren die simulierten Daten die Messung. Bei einer Schauergröße von $\log N_e \geq 4.5$ aber nimmt die Steigung der simulierten Schauer stark ab und weicht so signifikant von

den aus der Messung bestimmten Werten ab.

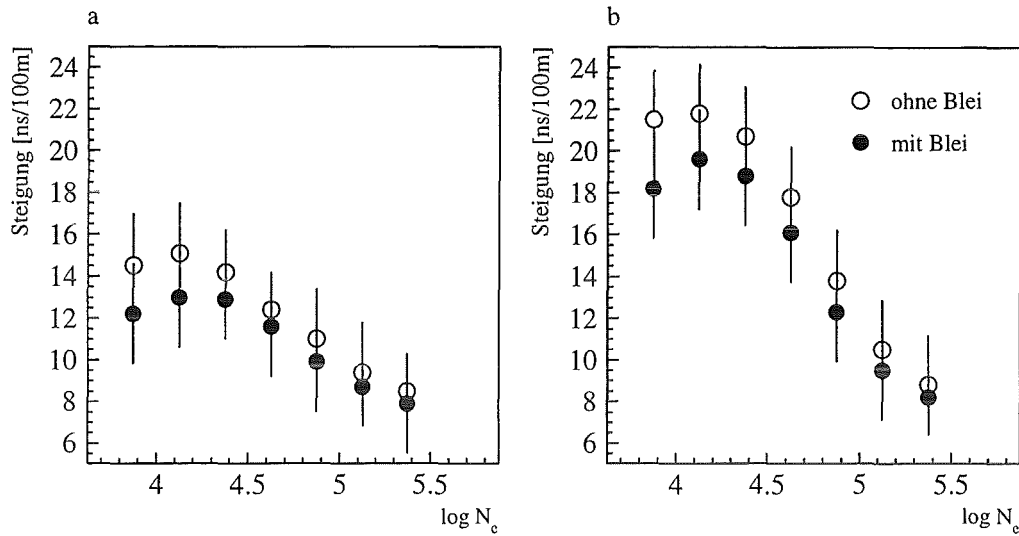


Abbildung 6.26: Aus Simulationen erhaltene Steigung des Konus für Maximum (a) und Mittelwert (b) der Zeitdifferenzverteilungen in Abhängigkeit von der Schauergröße $\log N_e$. Die Fehlerbalken geben den Fehler der Geradensteigung an.

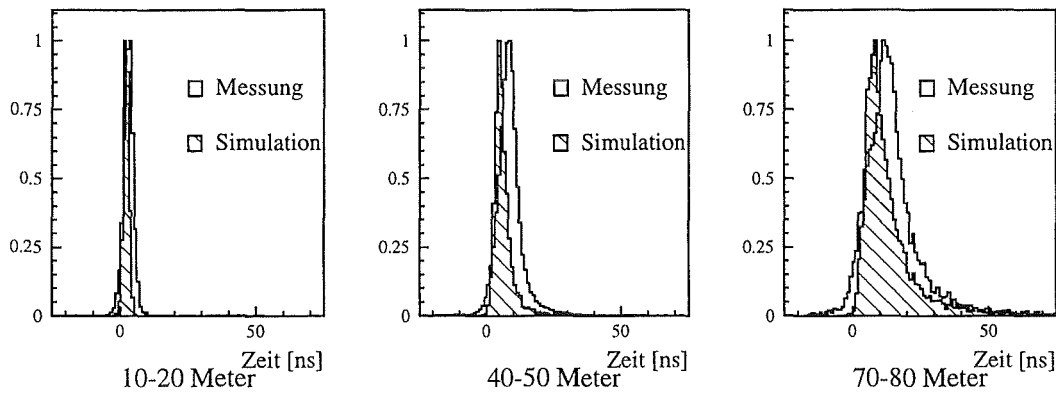


Abbildung 6.27: Zeitdifferenzverteilung ohne Blei für einen Schauergrößenbereich $\log N_e$ 4.5-4.75 für drei verschiedene Radiusbereiche. Jedes Spektrum wurde auf seine Peakhöhe normiert.

Der Grund hierfür liegt in den Unterschieden in der Zeitdifferenzverteilung, wie in Abbildung 6.27 zu sehen ist. Mit steigendem Abstand vom Schauerzentrum weichen die beiden Verteilungen immer mehr voneinander ab. Die Unterschiede bestehen sowohl in der Form als auch in der Lage des Maximums der Verteilung. Die

simulierten Schauer zeigen eine scharfe Front mit einem anschließenden Abfall, wohingegen die gemessenen Schauer eine eher symmetrische Verteilung besitzen. Mit steigender Schauergröße treten diese Unterschiede immer deutlicher zu Tage, wobei auffällt, daß die simulierten Verteilungen auch eine zu geringe Breite besitzen. Auf Grund dieser Diskrepanzen zwischen Messung und Simulation scheint eine Überprüfung der CORSIKA-Simulationen im Hinblick auf die zeitliche Verteilung der Schauerteilchen notwendig.

6.6 Der 'punch-through'

Der myonischen Komponente eines ausgedehnten Luftschauers kommt eine besondere Bedeutung zu, da sie aus einer frühen Phase der Schauerentwicklung stammt und somit Information aus den ersten Wechselwirkungen des Primärteilchens enthält. Diese ersten Wechselwirkungen charakterisieren das jeweilige Primärteilchen, ebenso das Verhältnis der myonischen zu der elektromagnetischen Komponente. Durch die verwendete Detektorgeometrie kann das KASCADE-Array die laterale Verteilung der myonischen Komponente messen und durch einen NKG-Fit an diese ihre Größe bestimmen. Die Verwendung von Plastiksintillatoren im Myondetektor führt hier zu zwei Punkten, die Probleme bereiten.

Die kleinen Myonendichten in einem Luftschauer führen zu einer systematischen Überschätzung der Myonenzahlen. Hier kann der segmentierte Aufbau des Myondetektors, wie in Kapitel 5.2.1 beschrieben, zur Lösung des Problems beitragen.

Zweitens können hochenergetische Teilchen der elektromagnetischen Komponente in dem 20 Strahlungslängen dicken Blei-Eisenabsorber anschauen und Sekundärteilchen erzeugen, die den Myondetektor erreichen. Sie erzeugen dort dann ein zusätzliches Signal, das nicht von dem eines realen Myons unterschieden werden kann. Dieser Effekt wird als 'punch-through' bezeichnet.

Der Messung ist nun die Energiedeposition in den e/γ -Detektoren und dem darunterliegenden Myondetektor einer Station zugänglich. Das Verhältnis der im Myondetektor zu der in den e/γ -Detektoren deponierten Energie ist ein Maß für die durch den Absorber gedrungene elektromagnetische Komponente. Da die effektive Dicke dieses Absorbers von dem Einfallswinkel des Schauers abhängt, müssen Winkelschnitte gemacht werden. Die Schnitte wurden hierbei so gewählt, daß sie mit den simulierten Winkeln von 0° und 30° vergleichbar sind. Die Winkelbereiche waren 0° - 16° (0° Simulation), 16° - 26° , 26° - 36° (30° Simulation) und 36° - 47° . Den Mittelwert des Verhältnisses für Stationen ohne Bleikonverter für einen Winkelbereich von 0° - 16° und verschiedene Schauergrößenbereiche zeigt Abbildung 6.28.

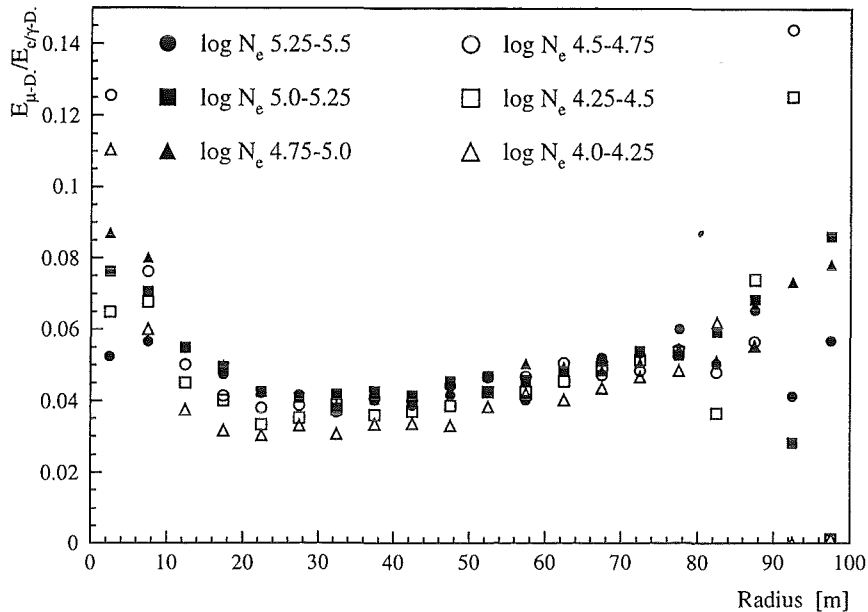


Abbildung 6.28: Gemessenes mittleres Verhältnis der im Myondetektor zu der in den e/γ -Detektoren einer Station deponierten Energie für Stationen ohne Blei in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für einen Winkelbereich von 0° - 16° für verschiedene Schauergößenbereiche. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind keine Fehler eingezeichnet, die Breite der Verteilung beträgt ~ 0.08

Die Unterschiede in den mittleren Verhältnissen sind bei weitem kleiner, als die Breite der jeweiligen Verteilung, so daß keine signifikante Abhängigkeit von der Schauergöße festgestellt werden kann. Dieses Verhalten zeigt sich für alle Winkelbereiche, so daß für die weitere Analyse alle Schauergößen eines Winkelbereichs aufaddiert werden. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, daß die mittlere kinetische Energie der Schauerteilchen hauptsächlich eine Funktion des Abstands zum Schauerzentrum ist und die Abhängigkeit von der Schauergöße eine untergeordnete Rolle spielt.

Das gemessene Verhältnis kann nun mit dem aus der Simulation verschiedener Primärteilchen erhaltenen verglichen werden (Abbildung 6.29). Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Messung mit der aus der Simulation von Protonen als Primärteilchen erhaltenen Verteilung, wobei das gemessene Verhältnis immer leicht unterhalb des aus der Simulation erhaltenen liegt. Der Anstieg des Verhältnisses bei großen Radien kommt durch das reale Myonsignal zustande. Mit steigendem Radius sinkt die Energie der elektromagnetischen Komponente und damit der 'punch-through'. Die durch den 'punch-through' im Myondetektor deponierte Energie liegt

dann unterhalb der eines Myons und somit steigt das Verhältnis an. Das Minimum der Verteilung repräsentiert also den Bereich, in dem der 'punch-through' kleiner wird als das Myonsignal. Aus der Messung ergibt sich für diesen Bereich ein Wert zwischen 20 und 40 Metern.

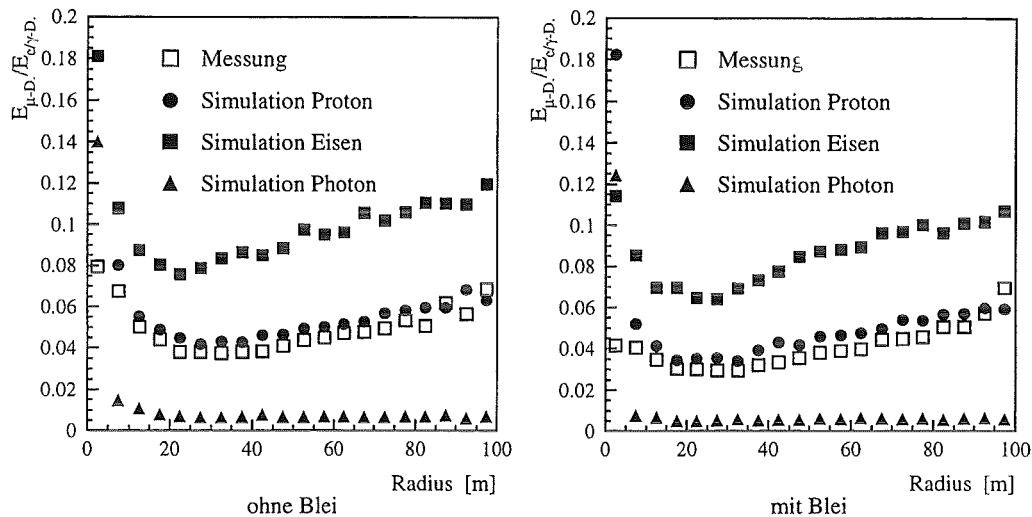


Abbildung 6.29: Aus Messung und Simulation erhaltene Verhältnisse in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für Stationen ohne und mit Blei. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind keine Fehler eingezeichnet, die Breite der Verteilungen beträgt ~ 0.08

Bei der Belegung der e/γ -Detektoren mit Blei ergeben sich andere Verhältnisse (Abbildung 6.29), die im Vergleich zu Detektoren ohne Blei niedriger sind. Dies beruht auf der höheren Energiedeposition in Detektoren mit Bleikonverter, wie in Kapitel 6.4 gezeigt. Dadurch wird das Verhältnis kleiner. Mit steigendem Radius wird der Unterschied kleiner, da die Differenz in der Energiedeposition sinkt.

Betrachtet man die gewählten Verhältnisse für die verschiedenen Winkelschnitte (Abbildung 6.30), so fällt auf, daß sie nicht sehr sensitiv auf den Winkel sind. Erst bei den größten Winkeln tritt eine deutliche Veränderung der Verteilung auf. Das Verhältnis wird größer, da hier die Dicke des Absorbers beginnt merklich zuzunehmen ($\approx 1/\cos \Theta$). Für eine Korrektur des 'punch-through' ist es nun erforderlich, den Anteil der von der elektromagnetischen Komponente im Myondetektor deponierten Energie zu kennen. Hierfür wird in der Simulation jeweils die elektromagnetische und myonische Komponente alleine betrachtet. Für die elektromagnetische Komponente wird analog der Messung das Verhältnis der Energiedeposition im Myondetektor zu der in den e/γ -Detektoren einer Station gebildet. Es ergeben sich so die in Abbildung 6.31 gezeigten mittleren 'punch-through'-Verhältnisse ohne und mit Bleikonverter.

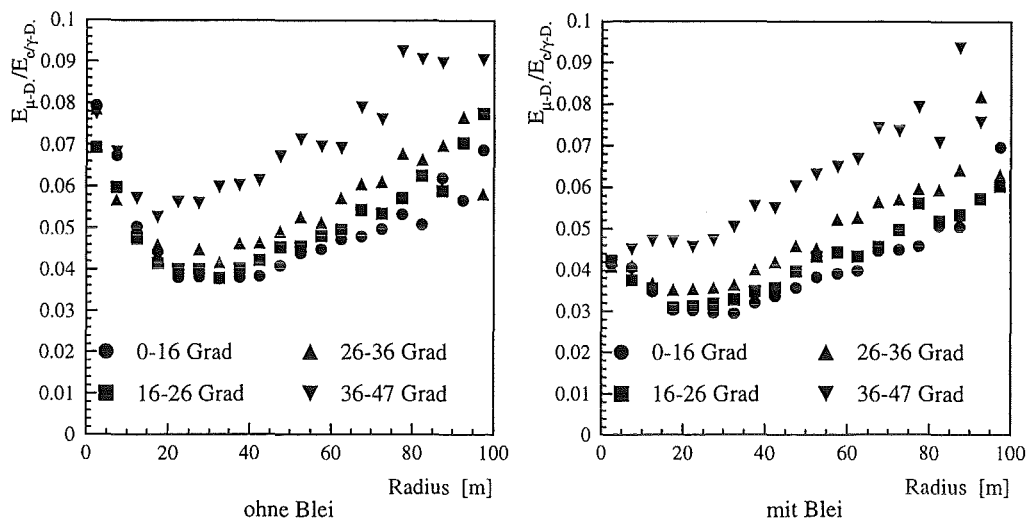


Abbildung 6.30: Aus Messung erhaltene Verhältnisse in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für Stationen ohne und mit Blei für unterschiedliche Winkelbereiche. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind keine Fehler eingezeichnet, die Breite der Verteilungen beträgt ~ 0.08

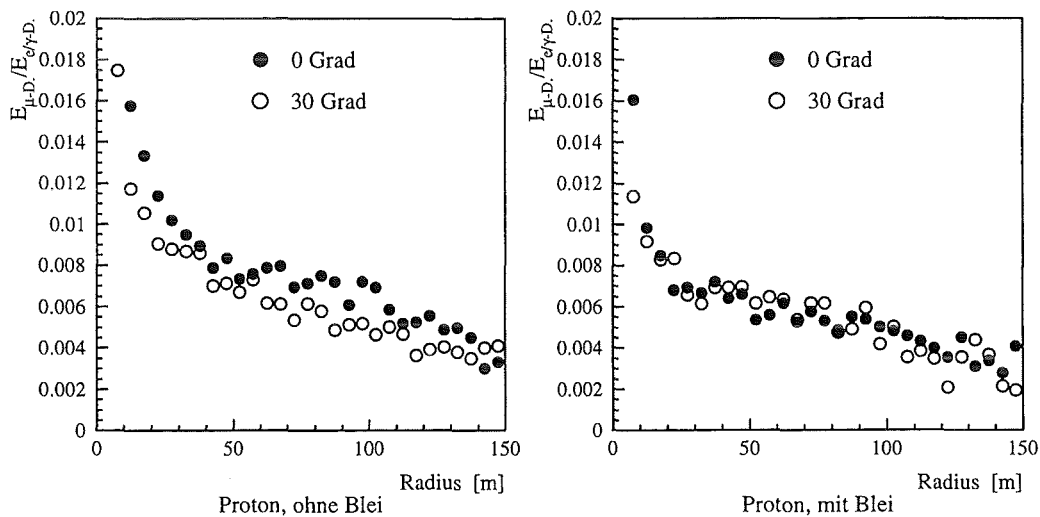


Abbildung 6.31: Aus Simulationen erhaltene mittlere 'punch-through'-Verhältnisse der elektromagnetischen Komponente in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für e/γ -Detektoren ohne und mit Blei für zwei verschiedene Einfallswinkel. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind keine Fehler eingezeichnet, die Breite der Verteilungen beträgt ~ 0.08

Auch hier zeigt sich der Effekt, daß das Verhältnis in dem simulierten Winkelbereich unabhängig von dem Einfallswinkel des Primärteilchens ist, so daß die beiden Verteilungen addiert werden können. Betrachtet man sich die Abhängigkeit des mittleren 'punch-through'-Verhältnisses für verschiedene Primärteilchen, erhält man Abbildung 6.32. Auch hier zeigen sich für proton- und eiseninduzierte Luftschauer kaum signifikante Unterschiede. Die Differenzen in den Verteilungen liegen weit unterhalb der Breite der Verteilungen, so daß sie ebenfalls aufaddiert werden können.

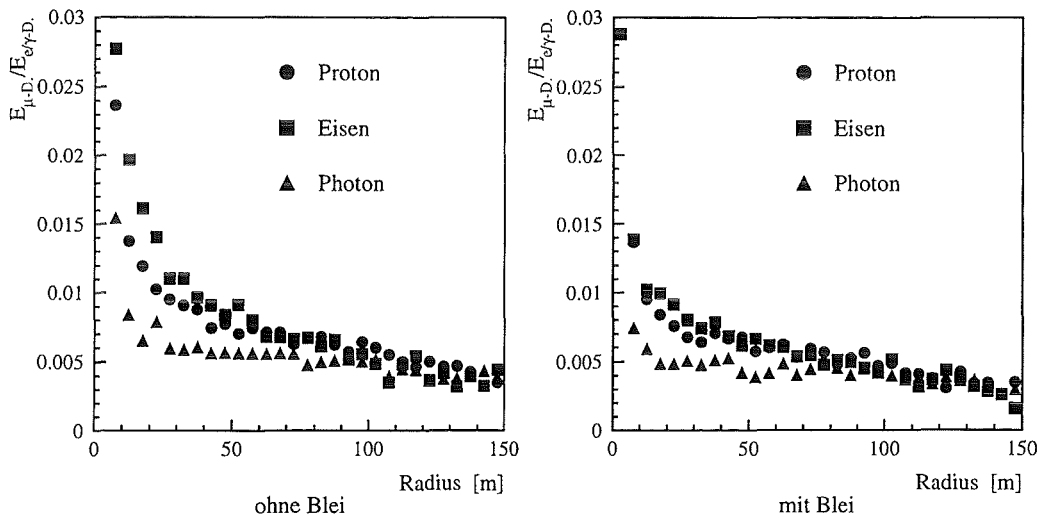


Abbildung 6.32: Aus Simulationen erhaltene mittlere 'punch-through'-Verhältnisse der elektromagnetischen Komponente in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für e/γ -Detektoren ohne und mit Blei. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind keine Fehler eingezeichnet, die Breite der Verteilungen beträgt ~ 0.08

Mit der gemessenen Energiedeposition in den e/γ -Detektoren einer Station und dem mittleren 'punch-through'-Verhältnis kann eine radiusabhängige Korrektur des 'punch-through' erfolgen, indem die so berechnete 'mittlere punch-through Energiedeposition' von der Energiedeposition im Myondetektor subtrahiert wird. Hierfür werden die mittleren 'punch-through'-Verhältnisse V_{pt} ohne und mit Blei folgendermaßen parametrisiert (Abbildung 6.33):

$$V_{pt} = P1 + \frac{P2}{R}$$

R ist der Abstand zum Schauerzentrum in Meter. Ohne Bleikonverter ergeben sich für die Parameter $P1$ und $P2$ Werte von $P1 = 0.391 \cdot 10^{-2}$ und $P2 = 0.177$, bei Verwendung eines Bleikonverters von $P1 = 0.387 \cdot 10^{-2}$ und $P2 = 0.091$.

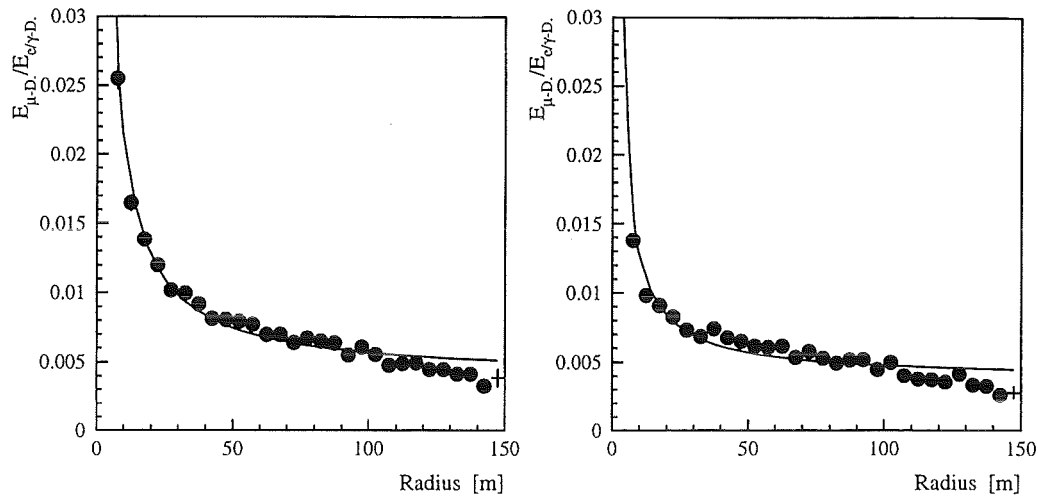


Abbildung 6.33: Parametrisierung des aus Simulationen erhaltenen mittleren 'punch-through'-Verhältnisses der elektromagnetischen Komponente in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für e/γ -Detektoren ohne und mit Blei.

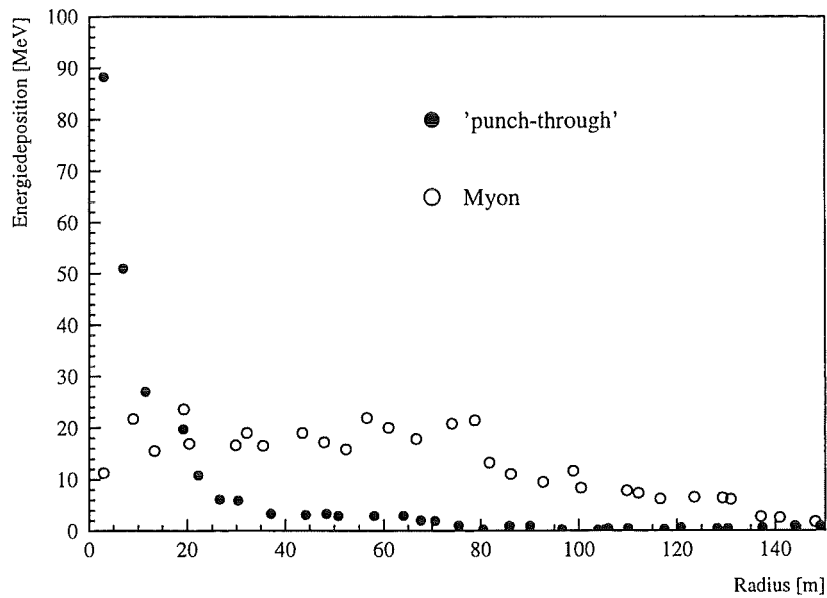


Abbildung 6.34: Aus Simulationen erhaltene mittlere Energiedeposition im Myon-detektor pro Schauer und Radiusbin für die elektromagnetische und die myonische Komponente.

Ab welchem Radius der 'punch-through' beherrschbar wird, konnte schon aus den gemessenen Verhältnissen (Abbildung 6.29) durch die Lage des Minimums erschlossen werden. Eine genauere Aussage erlaubt die Betrachtung der mittleren Energiedeposition pro Schauer im Myondetektor in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum für die elektromagnetische und die myonische Komponente eines Luftschauers (Abbildung 6.34). Bei kleinen Radien ist der 'punch-through' der klar dominierende Faktor, der aber mit größer werdendem Radius rasch abfällt und bei ~ 20 m die Größe des realen Myonsignals erreicht. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Messung, bei der sich ein Minimum des Verhältnisses bei ~ 20 m zeigt. Bei einem Radius von ca. 40 m beträgt die mittlere Energiedeposition durch den 'punch-through' noch etwa 16 % und ist somit beherrschbar. Dies ist auch der Bereich, in dem bei den gemessenen Verhältnissen der Anstieg erfolgt.

6.6.1 Das Verhältnis der Energiedeposition

In Abbildung 6.29 ist das Verhältnis der im Myondetektor zu der in den e/γ -Detektoren deponierten Energie aufgetragen. Dieses Verhältnis unterscheidet sich für die verschiedenen Primärteilchen, wohingegen das mittlere 'punch-through'-Verhältnis (Abbildung 6.28) gleich ist. Diese Tatsache ist durch den unterschiedlichen Myongehalt bei verschiedenen Primärteilchen zu erklären. Das gemessene Verhältnis ist somit ein Indikator für das Myon/Elektron-Verhältnis, wobei es direkt aus der Messung gewonnen werden kann. Es wird also keine Rekonstruktion der Myonkomponente benötigt, die mit großen Unsicherheiten in der Lateralverteilung behaftet ist, um ein N_μ/N_e -Verhältnis zu bilden, welches, wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt, als guter Parameter für die Bestimmung des Primärteilchens gilt.

Für die Untersuchung wurden je 800 proton-, eisen- und γ -induzierte Luftschauer (CORSIKA Version 4.065) mit einer Energie des Primärteilchens von $2 \cdot 10^{14}$ eV, $5 \cdot 10^{14}$ eV, $1 \cdot 10^{15}$ eV und $2 \cdot 10^{15}$ eV und einem Zenitwinkel von 0° und 30° verwendet, wobei für 30° keine γ -induzierten Luftschauer zur Verfügung standen. Die Position des Schauerzentrums lag im Zentrum des KASCADE-Arrays. Für jeden Schauer wurde für alle angesprochenen Stationen, deren Abstand zum Schauerzentrum größer als 40 m war, das Verhältnis der Energiedeposition im Myon- zu der im e/γ -Detektor pro Station gebildet und dessen Mittelwert berechnet. Trägt man diese Mittelwerte auf, so erhält man Verteilungen, deren Mittelwerte für e/γ -Detektoren ohne und mit Blei in Abbildung 6.35 aufgetragen sind. Die Länge der Fehlerbalken repräsentiert die Breite dieser Verteilungen.

Bei senkrechten Schauern lassen sich die γ -induzierten Luftschauer gut abtrennen, da sie als fast rein elektromagnetische Schauer eine sehr kleine Myonkomponente besitzen. Auch proton- und eiseninduzierte Luftschauer zeigen Unterschiede, wobei der Abstand der Mittelwerte unterhalb ein σ (Breite der Verteilung) liegt

und somit das Verhältnis als alleiniger Trennparameter nicht geeignet ist. Bei einem Zenitwinkel von 30° wird die Trennung besser, da das Verhältnis für eiseninduzierte Luftschauer durch ihren höheren Myonanteil steigt, wohingegen bei den protoninduzierten Schauern nur eine minimale Änderung eintritt. In wieweit dieser Parameter eine Verbesserung der Trennung im Vergleich zu dem N_μ/N_e -Verhältnis bringt, sollte in einer Multiparameteranalyse untersucht werden.

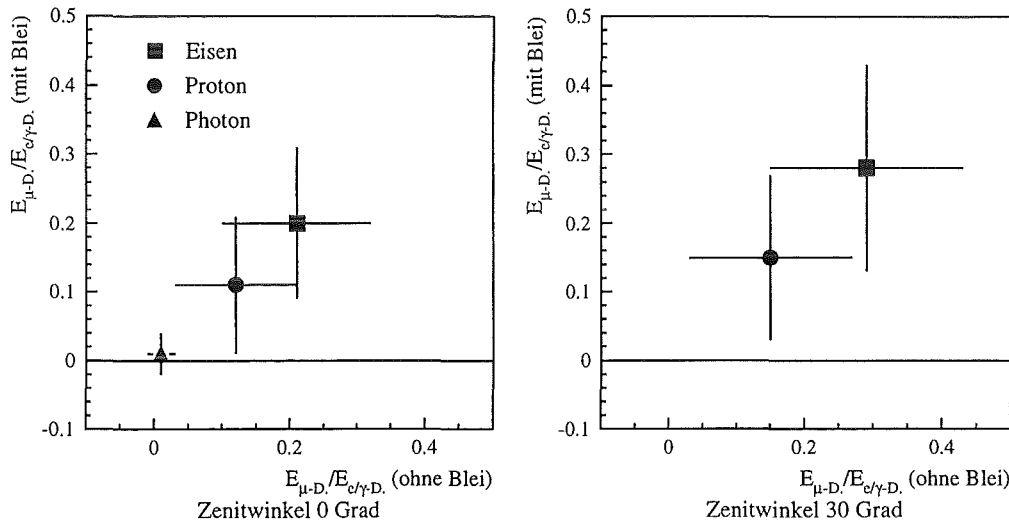


Abbildung 6.35: Aus Simulationen erhaltene Mittelwerte des mittleren Verhältnisses der im Myon- und e/γ -Detektor pro Schauer deponierten Energie für einen Abstand zum Schauerzentrum größer 40 m. Die Fehlerbalken repräsentieren die Breite der Verteilung.

6.7 Die Suche nach Punktquellen

Zu einem der Ziele des KASCADE-Experimentes gehört die Suche nach Punktquellen hochenergetischer γ -Strahlung. Durch seine exzellente Winkelauflösung ($\sim 0.12^\circ$ bei 10^{15} eV) ist das KASCADE-Array ein effektives Instrument zur Erforschung dieses Aspektes der Physik der kosmischen Strahlung.

Aus den Simulationen ergibt sich bereits für die hier verwendete Experimentgeometrie mit zwei Clustern eine Winkelauflösung von 1.2° bis hin zu 0.5° bei höherenergetischen Schauern (siehe Abbildung 5.8). Dies liegt in der Größenordnung anderer Luftschauerexperimente (z.B. HEGRA $0.58^\circ - 0.38^\circ$ [Mer93]) und wäre für eine Analyse im Hinblick auf Punktquellen ausreichend. Aus Messungen anderer Experimente sind obere Grenzen für die Flüsse von Punktquellenkandidaten bekannt. Diese liegen alle im Bereich von einigen $10^{-13} - 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Um ein signifikantes Signal einer

möglichen Punktquelle zu erhalten, sind also lange Meßzeiten notwendig. Die mit diesem Experiment erreichte Meßzeit von effektiv ~ 3080 Stunden ist bei der kleinen Fläche von $39 \times 91 \text{ m}^2$ bei weitem nicht ausreichend. Die rekonstruierten Schauer sollten also eine isotrope Verteilung zeigen.

Die rekonstruierte Richtung eines Schauers liegt in den lokalen Koordinaten des Arrays vor. Diese müssen in ein allgemeines Koordinatensystem [Wei89] übertragen werden. Die hierbei in der Astronomie gebräuchlichsten Koordinatensysteme sind das Horizont-, das Äquatoriale und das Galaktische Koordinatensystem. Für die Umrechnung von Koordinaten eines Systems in ein anderes ergeben sich aus der sphärischen Trigonometrie einfache Umrechnungsformeln [Lan80], wenn die relativen Lagen von Grundkreisen und Nullpunkten dieser Systeme bekannt sind. Eine detaillierte Beschreibung der Koordinatensysteme und deren Transformation befindet sich in [Wet91].

In den lokalen Koordinaten ist die Richtung eines Schauers durch seinen Zenit- und Azimutwinkel repräsentiert, der von der Südrichtung des Arrays im Uhrzeigersinn gezählt wird. Diese lokalen Koordinaten unterscheiden sich von den Horizontkoordinaten nur durch den Nullpunkt des Azimuts, so daß eine Umrechnung nur der Addition einer Konstanten im Azimut entspricht. Transformiert in Äquatoriale Koordinaten ergeben sich die in Abbildung 6.36 gezeigten Verteilungen der beiden Koordinaten.

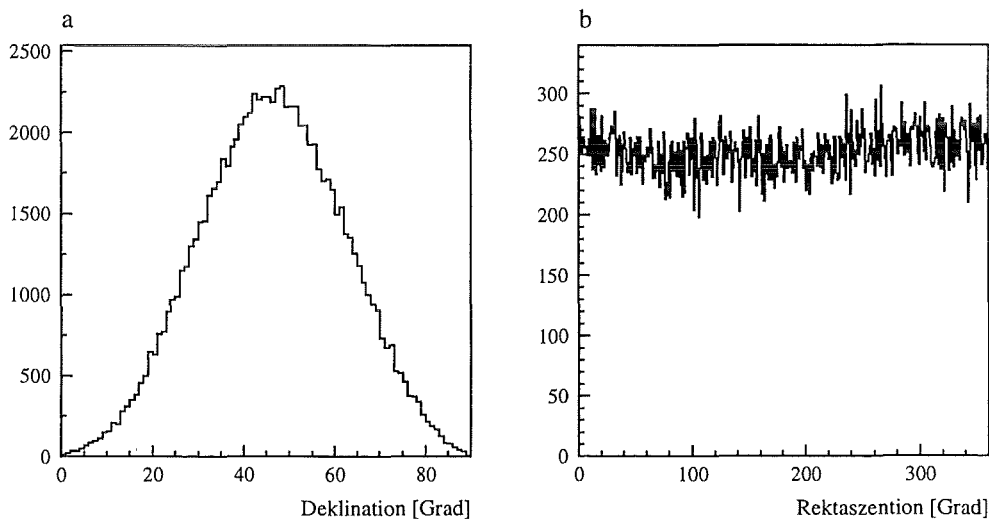


Abbildung 6.36: Deklination (a) und Rektaszension (b) der rekonstruierten externen Schauerereignisse.

Die Deklination zeigt eine symmetrische Verteilung mit einem Maximum bei $46.1 \pm 0.1^\circ$ und einer Breite von 15.4° . Dies entspricht etwa der geographischen Breite des KASCADE-Arrays. Dieses Deklinationsband um die geographische Breite des

KASCADE-Arrays erreicht im lokalen System des Arrays den Zenit. Dies entspricht einem Minimum an Atmosphäre und damit einer höheren Rate, da sich die Energieschwelle erniedrigt. Der Abfall der Deklinationsverteilung entspricht der Abnahme der Höhe über dem Horizont, den ein Deklinationsband erreichen kann und somit der Zunahme der zu durchquerenden Atmosphäre. Die Rektaszension ist gleichverteilt.

In Galaktischen Koordinaten ergibt sich die in Abbildung 6.37 gezeigte Verteilung der rekonstruierten Schauer, die das mit dem KASCADE-Array sichtbare Gebiet unserer Milchstraße repräsentiert. In diesem Bereich befinden sich auch die zwei einzigen im VHE-Bereich bisher nachgewiesenen Punktquellen (Crab [Rey93], [Ake90], [Gor93], [Bai93] und die extragalaktische Quelle Mrk-421 [Pun92]) und einige Punktquellenkandidaten, wie in Abbildung 6.38 zu sehen ist. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien bezeichnet die beobachtbare Region unserer Milchstraße bei einer Beschränkung des Zenitöffnungswinkels auf 30° . Die effektiven Beobachtungszeiten liegen für eine Quelle nahe am Rand des sichtbaren Gebietes wie Crab zwischen 2.1 Stunden für Primärteilchenenergien größer als $5 \cdot 10^{14}$ eV und 9.1 Stunden für Energien größer als 10^{17} eV. Bei Quellen im Zentrum des sichtbaren Bereichs, wie Cygnus X-3, erhöhen sich diese Zeiten auf 5.4, bzw. 11.8 Stunden [Wet91].

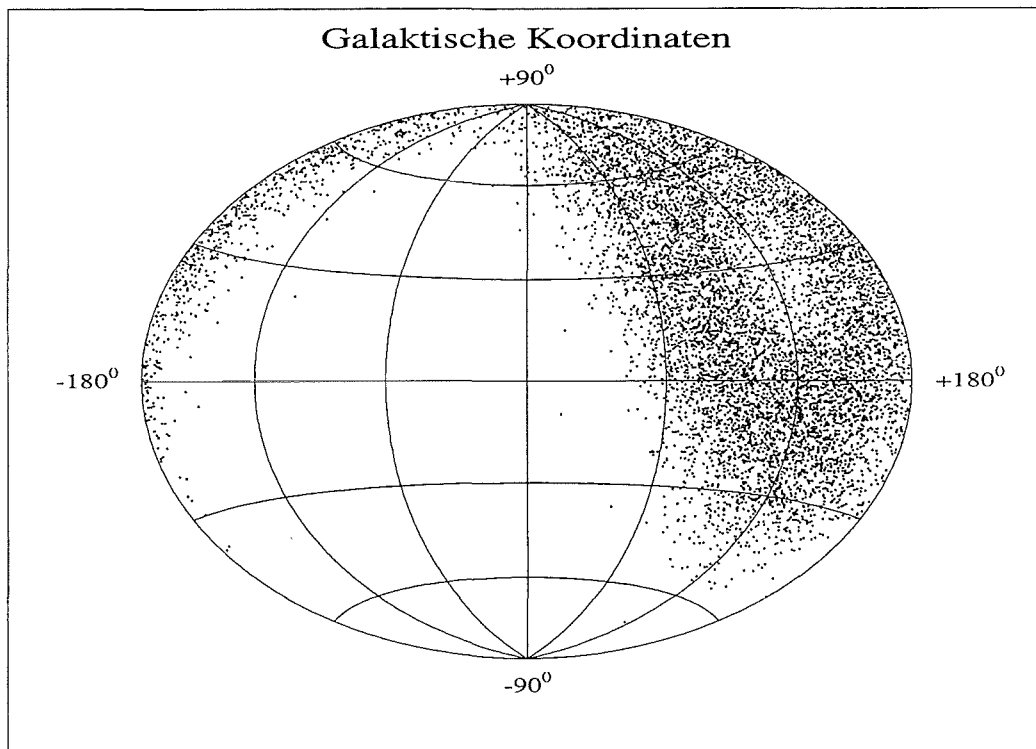


Abbildung 6.37: Verteilung der rekonstruierten Schauer in Galaktischen Koordinaten. Der Übersichtlichkeit wegen sind nur die Daten von zwei Wochen Meßzeit eingetragen.

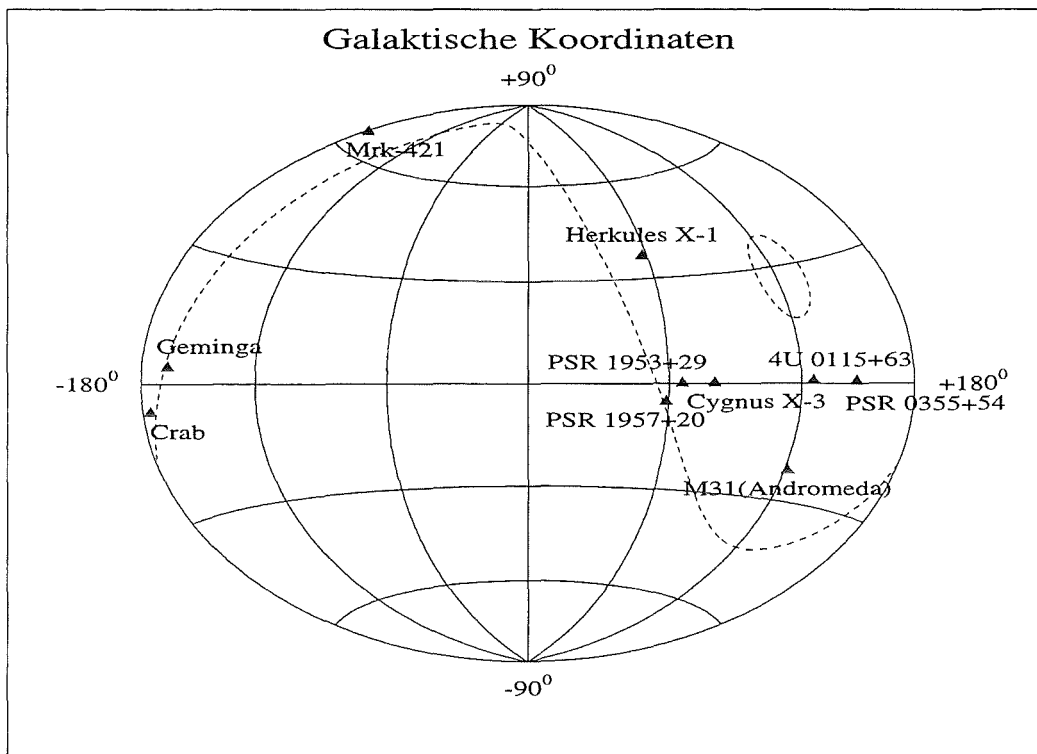


Abbildung 6.38: Galaktische Karte des Himmels mit Punktquellen und dem für das KASCADE-Array sichtbaren Bereich bei einem Zenitöffnungswinkel $\Theta \leq 30^\circ$

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Messung und Rekonstruktion der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers, um damit eine experimentelle Überprüfung der aus Simulationen erhaltenen Vorhersagen durchzuführen. Ein wesentlicher Aspekt war hierbei die Untersuchung des Einflusses eines Bleikonverters auf die Eigenschaften der Detektoren zum Nachweis der e/γ -Komponente eines Luftschauers. Hierfür wurden zwei Cluster des KASCADE-Arrays in Betrieb genommen, wobei eines mit Prototypen der neuentwickelten Frontendelektronik und Triggereinheit bestückt war. Die e/γ -Detektoren jeder zweiten Station dieses Clusters wurden mit einer 3 mm dicken Bleifolie belegt.

Mit dieser Experimentkonfiguration wurden in der Zeit von Juli 1994 bis Januar 1995 in einer effektiven Meßzeit von ca. 3080 Stunden $\sim 297\,000$ externe und etwa 25.8 Millionen interne Ereignisse gemessen. Für die Auswertung dieser Ereignisse wurde ein Datenkonversions- und Analyseprogramm entwickelt und das bestehende Rekonstruktionsprogramm modifiziert.

Für die Auswertung standen nach allen notwendigen Schnitten noch $\sim 88\,500$ externe und $\sim 175\,000$ interne rekonstruierte Schauer zur Verfügung, mit denen die aus Simulationen erhaltenen Vorhersagen experimentell überprüft werden konnten. Ein wichtiger Punkt war der Einfluß eines Bleikonverters und die daraus resultierenden Möglichkeiten, eine Trennung der Primärteilchen zu erhalten.

- Die mit der verwendeten kleinen Experimentkonfiguration aus zwei Clustern des KASCADE-Arrays erreichbaren Rekonstruktionsqualitäten betragen 2.5-5.5 m für die Bestimmung der Position des Schauerzentrums und $0.5-1.2^\circ$ für die Richtungsrekonstruktion. Für die Bestimmung der Schauergröße ergibt sich eine systematische Überschätzung von 4-6 % bei einer Auflösung von 6-12 %. Eine Rekonstruktion der Myonkomponente konnte wegen der kleinen Experimentgeometrie nicht erfolgen.
- Durch den Vergleich der auf den beiden Rekonstruktionsleveln erhaltenen Parameter für einen Luftschauer konnten die aus der Simulation erwarteten Rekonstruktionsqualitäten bestätigt werden. Somit scheint auch die für das ganze KASCADE-Array aus der Simulation erwartete Rekonstruktionsqualität sehr gut erreichbar zu sein.
- Der Bleikonverter führt zu einer höheren mittleren Energiedeposition in den e/γ -Detektoren. In einem Energiebereich von 0-55 MeV ergibt sich für die hier verwendete Experimentgeometrie mit den gewählten Triggerbedingungen und Schnitten eine Erhöhung um $\sim 13\%$, die auf $\sim 38.5\%$ für einen Bereich von 0-10 GeV anwächst. Die Ansprecheffizienz wird für kleine Schauer mit einer

Schauergröße $\log N_e \leq 4.0$ durch die Verwendung eines Bleikonverters um etwa 25-30 % erhöht. Die gemessenen Lateralverteilungen ohne und mit Blei bestätigen die Simulation.

- Zwischen der Anzahl der im Mittel angesprochenen e/γ -Detektoren und der Schauergröße besteht in guter Näherung ein linearer Zusammenhang, so daß die Anzahl der angesprochenen e/γ -Detektoren eine grobe Abschätzung der Schauergröße erlaubt.
- Der Vergleich der ohne und mit Bleikonverter rekonstruierten Schauer lieferte eine Diskrepanz in der rekonstruierten Schauergröße. Bei Verwendung der Untermatrix der mit Blei belegten Detektoren wird die Schauergröße immer kleiner rekonstruiert als dies bei Verwendung der Untermatrix der Detektoren ohne Blei der Fall ist. Hier ist also eine genauere Untersuchung der lateralen Energiekorrekturfunktion dringend notwendig.
- Aus den erhaltenen Winkeldifferenzen der ohne und mit Bleikonverter rekonstruierten Schauerrichtungen konnte die Winkelauflösung für die beiden Rekonstruktionsverfahren experimentell bestimmt werden. Die erhaltenen experimentellen Auflösungen stehen in guter Übereinstimmung mit den aus der Simulation erhaltenen Vorhersagen.
- Aus der Abweichung der in den e/γ -Detektoren gemessenen Ankunftszeitverteilungen zu einer Ebene wurde die Krümmung der Schauerfront ohne und mit Bleikonverter in Abhängigkeit von der Schauergröße bestimmt. Bei Detektoren ohne Bleikonverter wurde die Steigung des Konus zu 15.3 ± 2.4 ns/100 m bestimmt; Detektoren mit einem Bleikonverter zeigen eine geringere Steigung von 14.4 ± 2.4 ns/100 m. Ab einer Schauergröße von $\log N_e \geq 4.5$ zeigt sich eine Diskrepanz zwischen den gemessenen und den aus der Simulation erhaltenen Steigungen, so daß hier eine Überprüfung der CORSIKA-Simulationen ratsam erscheint.
- Die experimentelle Überprüfung des 'punch-through'-Problems bei dem Myon-Nachweis bestätigt die aus der Simulation erhaltenen Ergebnisse. Eine Korrektur des 'punch-through' kann durch die mittleren 'punch-through'-Verhältnisse erfolgen, die parametrisiert wurden. Der 'punch-through' ist ab einem Abstand zum Schauerzentrum von etwa 40 m beherrschbar.
- Die für die Suche nach Punktquellen entwickelten Programme konnten getestet werden und funktionieren einwandfrei und ohne Probleme.
- Durch die Entfaltung der gemessenen Schauergrößenverteilung konnte eine Abschätzung des integralen Flusses der kosmischen Strahlung erfolgen. Es ergab sich ein gemessener Fluß von 0.17 ± 10.3 % (stat.) ± 27.8 % (syst.) $\text{h}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ für $E_0 > 1 - 2 \cdot 10^{14}$ eV und 0.1 ± 12.4 % (stat.) ± 24.8 % (syst.) $\text{h}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ für $E_0 > 2 - 4 \cdot 10^{14}$ eV, was in guter Übereinstimmung mit den aktuellen Flüssen steht.

- Aus dem Einfluß eines Bleikonverters auf die Detektoreigenschaften konnten aus der Simulation zwei Parameter für eine Trennung der Primärteilchenarten bestimmt werden, die beide direkt aus der Messung ohne die Unsicherheit einer Rekonstruktion erhalten werden können. Die Trennfähigkeit dieser Parameter muß noch in Multiparameteranalysen untersucht werden

Die Messungen und Analysen haben die Leistungsfähigkeit des KASCADE-Arrays gezeigt, da selbst mit nur einem kleinen Teil des Arrays aussagekräftige Resultate erhalten wurden. Die aus der Simulation erhaltenen Vorhersagen konnten bis auf die zu schmale Zeitstruktur experimentell bestätigt werden. Mit dem ganzen KASCADE-Array steht somit ein effizientes Instrument für die Untersuchung der kosmischen Strahlung zur Verfügung, das zur weiteren Klärung der noch offenen Fragen der kosmischen Strahlung wichtige Beiträge liefern wird.

A Das Datenkonversionsprogramm

Die experimentellen Rohdaten werden durch das Datenkonversionsprogramm (KASCO) in ein Datenformat gewandelt, das das Rekonstruktionsprogramm verarbeiten kann. Ferner dient dieses Programm noch der Eichung der Detektoren und der Zuordnung der externen Schauertriggerereignisse. Die Zuordnung erfolgt über die Sekundenzeit der Ereignisse. Hierzu wird ein Array gefüllt anhand dessen die Zuordnung erfolgt und in dem folgende Information steht:

$$\begin{pmatrix} T_{01}(i) - T_{02}(i) & T_{01}(i+1) - T_{01}(i) & T_{02}(i+1) - T_{02}(i) \\ T_{01}(i+1) - T_{02}(i+1) & T_{01}(i+2) - T_{01}(i+1) & T_{02}(i+2) - T_{02}(i+1) \\ T_{01}(i+2) - T_{02}(i+2) & T_{01}(i+3) - T_{01}(i+2) & T_{02}(i+3) - T_{02}(i+2) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ T_{01}(i+18) - T_{02}(i+18) & T_{01}(i+19) - T_{01}(i+18) & T_{02}(i+19) - T_{02}(i+18) \end{pmatrix}$$

$T_{01}(i)$ ist die Sekundenzeit des i -ten externen Ereignisses im Meßcluster (Cluster 01), $T_{02}(i)$ die Sekundenzeit des i -ten externen Ereignisses im Triggercluster (Cluster 02). Die erste Spalte enthält also die Differenz der Sekundenzeit der beiden Cluster. In der zweiten und dritten Spalte ist der zeitliche Abstand zu dem nächsten externen Ereignis im Meßcluster (Cluster 01) und im Triggercluster (Cluster 02) eingetragen. Dieses Array wird zu Beginn mit den ersten zwanzig externen Schauerereignisse gefüllt. Stimmt die Sekundenzeit in den beiden Clustern überein, wird das Ereignis gespeichert. Durch die Verwendung von zwei nur beim Experimentstart durch ein Rubidiumnormal synchronisierbaren Uhren, traten folgende Probleme auf:

- Zwischen der PC-Uhr im Meßcluster und der CAMAC-Uhr im Triggercluster zeigte sich trotz der Synchronisation bei einigen Meßruns ein systematischer Zeitoffset.
- Durch das Stellen der Uhren von Hand kann nur eine Genauigkeit von etwa 1 Sekunde erreicht werden, so daß eine Differenz von einer Sekunde in den beiden Zeiten immer noch das gleiche Ereignis kennzeichnen kann.
- Durch einige Sommer-Gewitter kam es mehrmals zu Zeitverschiebungen zwischen den Uhren der beiden Cluster.
- Bei hohen Ereignisraten reicht die Verarbeitungsgeschwindigkeit des LSI11/73-Rechners nicht aus, um alle Ereignisse bearbeiten und speichern zu können.

Somit können Ereignisse im Triggercluster fehlen, die im Meßcluster vorhanden sind.

- Bei einem geringen Bruchteil der Ereignisse wurden die im Triggercluster ausgelösten Trigger im Meßcluster nicht erkannt, so daß Ereignisse im Meßcluster fehlen.

Wurde eines dieser Probleme erkannt, wird das Ereignis gespeichert und das Array umgeordnet. Die nach dem letzten gespeicherten Ereignis folgenden Werte werden an die erste Stelle des Arrays gesetzt und der Rest rückt nach. Danach wird das Array mit den nächsten externen Ereignissen wieder ganz aufgefüllt und die Zuordnung beginnt von Neuem. Konnte keines der oben beschriebenen Probleme identifiziert werden, wurde das Ereignis verworfen und das Array wie oben beschrieben umgeordnet und gefüllt.

Den generellen Aufbau des Datenkonversionsprogrammes zeigt Abbildung A.1. War bei einem internen Ereignis nur der LHD-Trigger vorhanden und hatten weniger als 3 Stationen ein Signal, wurden diese Ereignisse nicht für die weitere Rekonstruktion verwendet und daher in eine ASCII-Datei geschrieben. Das Zuordnen der externen Triggerereignisse zeigt Abbildung A.2.

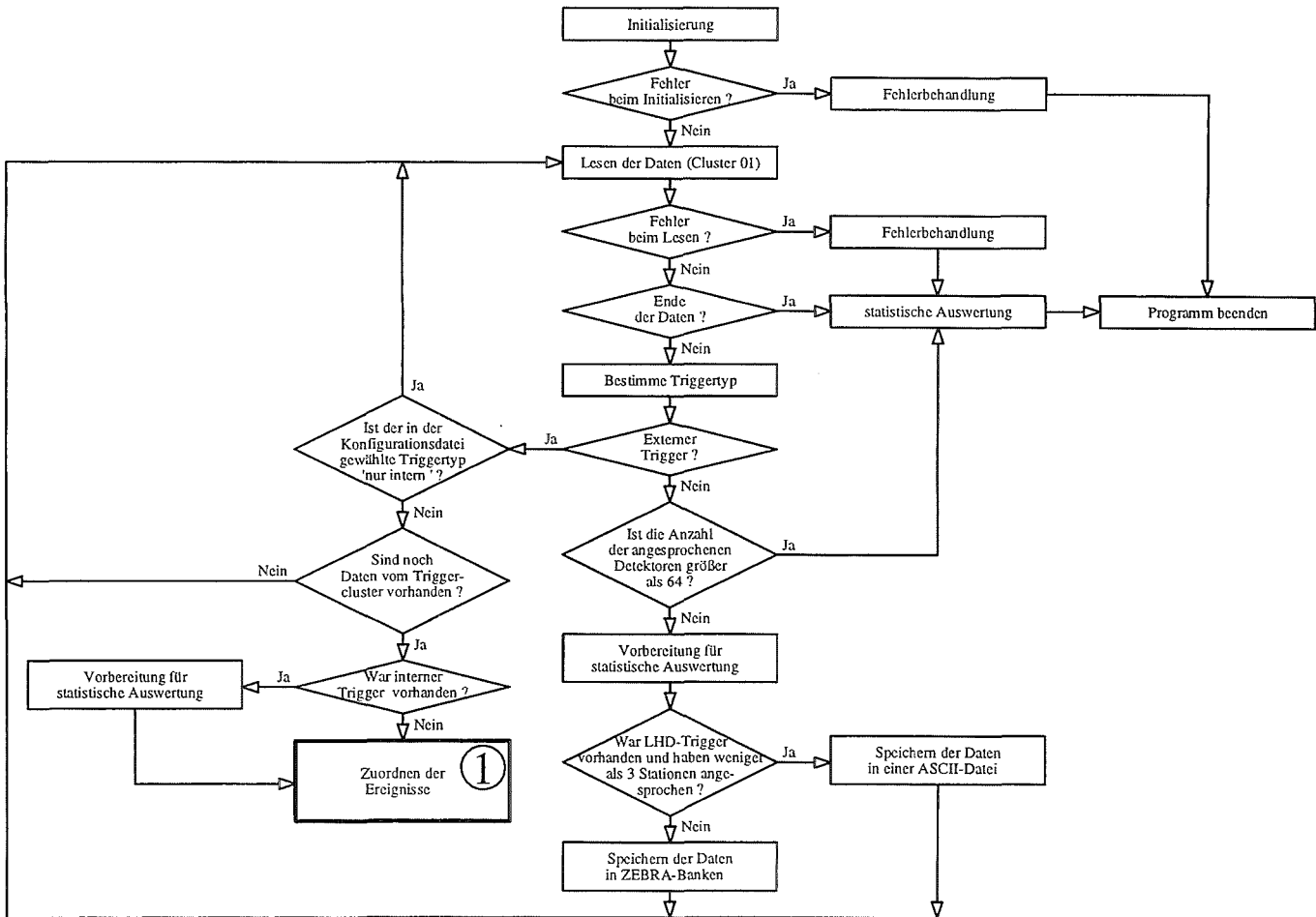


Abbildung A.1: Flußdiagramm des Datenkonversionsprogrammes

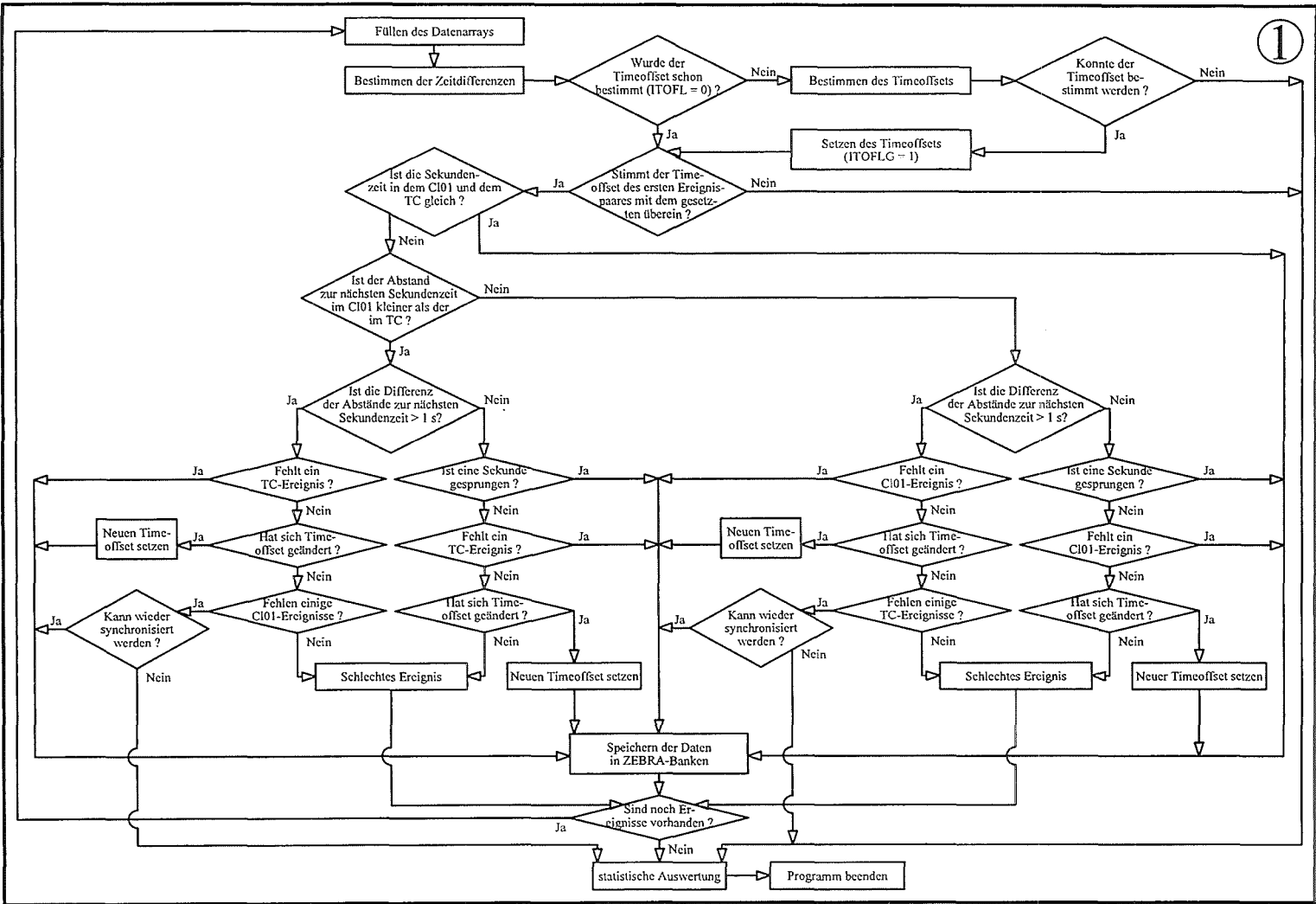


Abbildung A.2: Flußdiagramm des Algorithmus für die Zuordnung der externen Schauerereignisse

B Die Datenbankstruktur

Für die weitere Analyse der rekonstruierten Schauer wurden alle relevanten Parameter in eine ZEBRA-Bankstruktur geschrieben, deren Aufbau in Abbildung B.1 dargestellt ist.

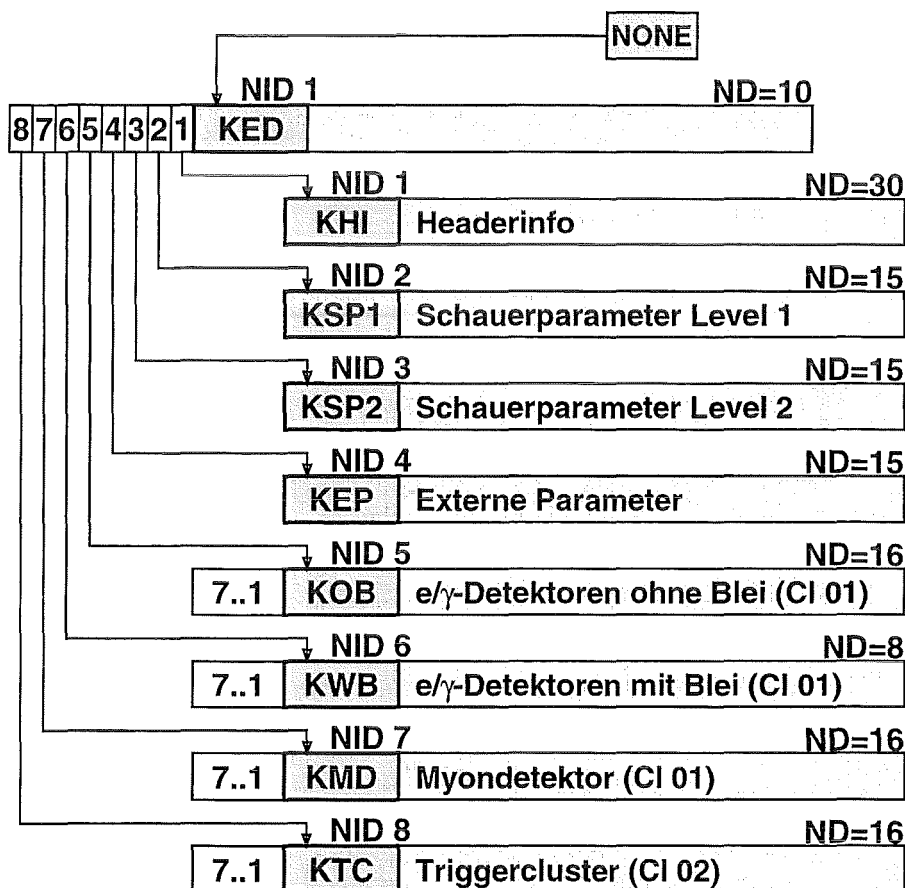


Abbildung B.1: Datenbankstruktur für die weitere Analyse der rekonstruierten Schauerereignisse, die in KASREX geschrieben wird

- **KHI**: Headervektor des Meßclusters (CI 01) und Triggerclusters bei externen Schauerereignissen bzw. nur des Meßclusters bei internen Schauerereignissen
- **KSP1**: Auf Level 1 rekonstruierte Schauerparameter (Ereignisnummer, Zenit-, Azimutwinkel, Konussteigung, Referenzzeit CI01 und CI02, Position des Schauerzentrums, Schauergröße, -alter, Schauergröße Myonkomponente, myonkorrigierte Schauergröße)

- KSP2: Auf Level 2 rekonstruierte Schauerparameter (siehe KSP1)
- KEP: Externe Parameter (z.B. Druck, Temperatur, etc.), wird erst im Analyseprogramm gebucht und gefüllt
- KOB: Information der e/γ -Detektoren ohne Blei im Meßcluster
- KWB: Information der e/γ -Detektoren mit Blei im Meßcluster
- KMD: Information der Myondetektoren im Meßcluster
- KTC: Information der e/γ -Detektoren im Triggercluster (nur für externe Schauerereignisse)

Die Bänke mit den Detektorinformationen besitzen nochmals eine Unterbankstruktur, die Abbildung B.2 beispielhaft für die Bank KOB zeigt.

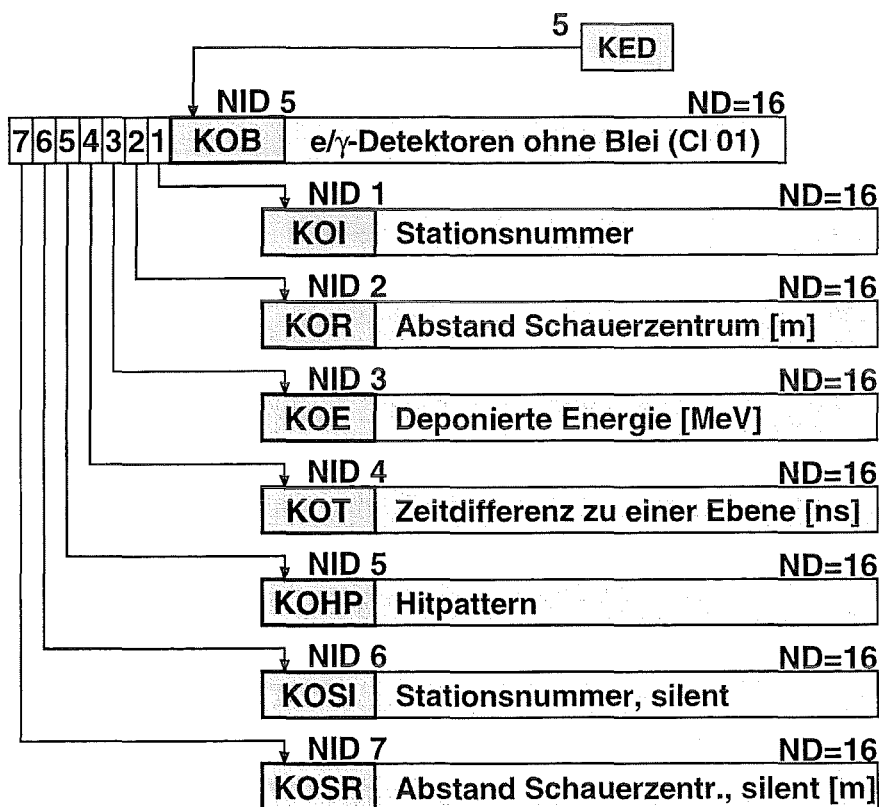


Abbildung B.2: Unterbankstruktur der Banken KOB, KWB, KMD und KTC am Beispiel der Bank KOB

- KOI: Stationsnummer

- KOR: Abstand der Station zum Schauerzentrum in Schauerkoordinaten (Arraykoordinaten auf die Schauerebene projiziert)
- KOE: In der Station deponierte Energie (mit Einfallswinkel des Schauers korrigiert)
- KOT: Zeitdifferenz zwischen der im Detektor registrierten Zeit und einer theoretischen Zeit, die der Detektor gemessen hätte, wenn die Teilchen auf einer Ebene senkrecht zur Schauerachse liegen würden. Bei den Myondetektoren (KMT) steht hier die gemessene Zeit.
- KOHP: Hitpattern der Station (Information, welche Detektoren angesprochen haben)
- KOSI: Stationsnummer der Stationen ohne Signal (wird nur gebucht, wenn eine Station kein Signal hatte)
- KOSR: Abstand der Stationen ohne Signal zum Schauerzentrum in Schauerkoordinaten

Die Steuerung der Banken erfolgt über die Datenkarte EDHB, wobei zwei Optionen gewählt werden können. Bei Setzen von 'ZEB0' werden die Banken, die die Detektorinformationen beinhalten (KOB, KWB, KMD, KTC) nicht gebucht, 'ZEB1' legt die volle Datenbankstruktur an.

C Das Analyseprogramm

Die Analyse der rekonstruierten Schauer erfolgt mittels eines Analyseprogrammes (KAPO), wobei die Art der Analyse über eine Datenkarte SANA gesteuert werden kann. Hierbei stehen folgende Optionen zur Verfügung:

- 'EXTP': Füllen der externen Parameter Bank (KEP)
- 'HIST': Anlegen von Histogrammen, wie z.B. $E(R)$, $T(R)$, etc., für verschiedene Schauergrößen-Bereiche
- 'TRAT': Bestimmung von Triggerraten in Abhängigkeit vom Zenitwinkel
- 'L1L2': Vergleich der rekonstruierten Schauerparameter von Level 1 und Level 2 in Abhängigkeit von der Position des Schauerzentrums und der Schauergröße (nur für externe Schauerereignisse sinnvoll)
- 'MOPB': Vergleich der rekonstruierten Schauerparameter der Untermatrix ohne und mit Blei auf Level 2 in Abhängigkeit von der Schauergröße (nur für interne Schauerereignisse sinnvoll)
- 'SKYA': Umrechnung der rekonstruierten Schauerrichtung in äquatoriale Koordinaten und Anlegen eines Datenfiles, das mit dem Programm SKYPLOT dargestellt werden kann
- 'SKYG': Umrechnung der rekonstruierten Schauerrichtung in galaktische Koordinaten und Anlegen eines Datenfiles, das mit dem Programm SKYPLOT dargestellt werden kann

D Literaturverzeichnis

Literatur

- [Ake90] C.W. Akerlof et al., Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, Vol.1(1990) p. 135
- [All75] O. C. Allkofer: *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Karl Thiemig, München, 1975
- [Ama95] M. Amann, Diplomarbeit 'Prototyp-Untersuchungen an den Triggerzählern für den KASCADE-Zentraldetektor', Universität Karlsruhe, 1995
- [And33] C.D. Anderson, Phys. Rev. 43(1933) p. 368
- [And36] C.D. Anderson, S.H. Neddermeyer, Phys. Rev. 50(1936) p. 263
- [Aug38] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer, Compt. Rend. Hebd. Seanc. Acad. Si. 206(1938) p. 354
- [Bai93] P. Baillon et al., Proc. of the 26th Int. Conf. on HEP, Dallas, Vol. II(1993) p. 1218
- [Bal85] R. M. Baltrusaitis et al., Nucl. Instr. Meth. A240(1985) p. 410-428
- [Bau92] F. Bauer, Diplomarbeit 'Ein lasergestütztes Zeitkalibrationssystem für das KASCADE-Array', Universität Karlsruhe, 1992
- [Bir93] D. J. Bird et al., Phys. Rev. Lett., Vol. 71, Nr. 21(1993) p. 3401
- [Blo88] S. D. Bloomer et al.: *Improving the angular resolution of an ultra-high-energy gamma-ray telescope by addition of thin lead sheets above its detectors*, J. Phys. G: Nucl. Phys., 14(1988) p. 645-656
- [Bra95] U. Brandt, Diplomarbeit 'Test von Ausleseelektroden für Streamertube-Detektoren bei KASCADE', Universität Karlsruhe, 1995
- [Bru85] R. Brun et al.: *The GEANT3 Electromagnetic Shower Program and a Comparison with the EGS3 Code*, CERN - Data Handling Division, DD/85/1, März 1985
- [Bru87] R. Brun et al.: *GEANT3*, CERN - Data Handling Division, DD/EE/84-1, September 1987

- [Bur90] T.H. Burnett et al. (JACEE Kollaboration), *Astrophys. J.* 349(1990) p. L25
- [Cap80] A. Capella and J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett.* B93(1980) p. 146
- [Cap82] J.N. Capdevielle and J. Gawin, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 8(1982) p. 1312
- [Cap89] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 15(1989) p. 909
- [Cap92] J.N. Capdevielle et al.: *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*,
KfK 4998 (1992)
- [Cas89] G. L. Cassiday et al.: *Search for γ rays above 10^{14} eV from Cygnus-X3 during the June and July 1989 Radio Outburst*,
Phys. Rev. Lett Vol. 63 No. 21 (1989) p. 2329-2332
- [Cer95] *The ZEBRA system*,
CERN, Geneva 1995
- [Ces85] C. J. Cesarsky in: *High Energy Astrophysics*,
ed. by F. K. Lamb, Benjamin/Cumming, Menlo Park, CA (1985)
- [Chi89] A. A. Chilingarian, *Computer Physics Comm.* 54 (1989) p. 381
- [Chi91] A. A. Chilingarian and G. Z. Zazian, *Nuovo Cim.* 14 (1991) p. 555
- [Col83] S. A. Colgate, *Proc. 18th ICRC, Bangalore, India, vol. 2* (1983) p. 230
- [Din88] B. L. Dingus et al.: *Search for signals from Cygnus-X3 at energies above 50 Tev*,
Phys. Rev. Letters Vol. 60 No. 18 (1988) p. 1906-1909
- [Dol90] P. Doll et al.: *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*,
KfK 4686 (1990)
- [Eng90] J. Engler et al.: *The Central Detector of KASCADE*,
Proc. 21st ICRC, Adelaide, HE 7.3-2(1990)
- [Fer49] E. Fermi: *On the origin of the cosmic radiation*,
Phys. Rev. 75(1949) p. 1169
- [Fes85] H. Fesefeldt: *The Simulation of Hadron Showers*,
RWTH Aachen PITHA 85/02
- [Gab92] P. Gabriel : *Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $E_0 \approx 10^{15}$ eV*,
KfK 5012 (1992)
- [Gei89] Ch. Geich-Gimbel, *Int. J. Mod. Phys. A*4(1989) p. 1527

- [Gib88] K. G. Gibbs: *The Chicago Air Shower Array (CASA)*,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A264(1988) p. 67-73
- [Gor93] P. Goret et al., *Astron. Astrophys.* 270(1993) p. 401
- [Gou66] R.J. Gould, G.P. Schreder, *Phys. Rev. Lett.*, 16(1966) p. 252
- [Gri70] P.K.F. Grieder, Inst. for Nucl. Studies, INS-J125(1970),
University of Tokyo
- [Gri79] P.K.F. Grieder, Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf, Kyoto, 9(1979) p. 161
- [Gre56] K. Greisen, *Prog. Cosmic-ray Physics*, Vol. III,
edited by J. G. Wilson, 1956
- [Gre66] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16(1966) p. 748
- [Häu95] R. Häusler, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe
- [Her93] F. Herm : *Nachweis von Myonen aus der Höhenstrahlung mit Vieldraht-
Proportionalzählrohren*,
KfK 5258 B (1993)
- [Hes11] V. F. Hess: *Über die Absorption der γ -Strahlung in der Atmosphäre*,
Physikalische Zeitschrift 12(1911) p. 998
- [Hes12] V. F. Hess, *Physikalische Zeitschrift* 13(1912) p. 1084
- [Hil82] A. M. Hillas, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 8(1982) p. 1461-1473
- [Hil85] A. M. Hillas in: *High Energy Astrophysics*,
ed. by F. K. Lamb, Benjamin/Cumming, Menlo Park, CA (1985)
- [Hil86] C. T. Hill, D. N. Schramm, T. P. Walker, Fermilab-Pub-86/146-T (1986)
- [Jel66] J.V. Jelly, *Phys. Rev. Lett.*, 16(1966) p. 479
- [Jok85] J. R. Jokipii, G. E. Morfill, *Astrophys. J.* 190(1985) p. L1-L4
- [Kam57] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. of the Prog. of Theo. Phys.* 4(1957) p.
93
- [Kla85] A. Klar and J. Hüfner, *Phys. Rev. D* 31 (1985) p. 491
- [Kna94] J. Knapp, D. Heck: *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A
User's Manual*,
KfK 5196 B (1993)
- [Kol38] W. Kohlhörster, I. Matthes, E. Weber, *Naturw.* 26(1938) p. 576

- [Kol94] G. Kolb, Diplomarbeit 'Aufbau eines Überwachungs- und Regelungssystems für Streamertube-Detektoren im KASCADE-Experiment', Universität Karlsruhe, 1994
- [Kri92] W. Kriegleder: *Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt*, KfK 5023 (1992)
- [Lag79] A.A. Lagutin et al., Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto, 7(1979) p. 18
- [Lan80] K. R. Lang: *Astrophysical Formulae*, Springer-Verlag, 1980
- [Lin62] J. Linsley, Phys. Rev. 128(1962) p. 2384
- [Lon81] M. S. Longair: *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981)
- [Mat93] H.J. Mathes: *Messungen der Myonen der Höhenstrahlung mit Vieldrahtproportionalkammern an einem Prototypaufbau für KASCADE*, KfK 5173 (1993)
- [May90] H.J. Mayer: *On the benefits of a thin lead shield for the performance of an extended Shower array*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A294(1990) p. 651-662
- [May92a] H.J. Mayer: *A Monte Carlo study of the reconstruction accuracy of shower parameters for the KASCADE Extended Air Shower array*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A311(1992) p. 327-337
- [May92b] H.J. Mayer, interner Bericht (1992) (unveröffentlicht)
- [May92c] H.J. Mayer, interner Bericht (1992) (unveröffentlicht)
- [May92] H.J. Mayer: *A neural network algorithm for core location analysis at large extended air shower arrays*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A317(1992) p. 339-345
- [May93] H.J. Mayer: *A fast reconstruction method for shower direction at large extended air shower arrays*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A330(1993) p. 254-258

- [Mer93] M. Merck, Dissertation 'Suche nach Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung mit dem HEGRA-Detektor',
MPI München, 1993
- [Mie94] H.-H. Mielke : *Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung*,
KfK 5219 (1994)
- [Mül91] D. Müller et al., *Astrophys. J.* 374(1991) p. 356-365
- [Nel85] W.R. Nelson et al.: *The EGS4 Code System*,
SLAC Report 265 (1985)
- [Occ47] G.P.S. Occhialini, C.F. Powell, *Nature* 159(1947) p. 186
- [Orm78] J. Ormes, P. Freier, *Astrophys. J.* 222(1978) p. 471-483
- [Pen65] A.A. Penzias, R.W. Wilson, *Ap. J.*, 142(1965) p. 419
- [Pfe95] A. Pfersich, Diplomarbeit 'Untersuchung des Zeitverhaltens eines Höhenstrahlungs-Detektorarrays mit Hilfe von Laserstrahlen und ausgedehnten Luftschauern',
Universität Karlsruhe, 1995
- [Pli91] P. Plischke, private Mitteilungen, 1991
- [Pro92] C. Prosch, Diplomarbeit,
Universität Erlangen-Nürnberg, 1992
- [Pun92] M. Punch et al., *Nature* 358(1992) p. 477
- [Rey93] P.T. Reynolds et al., *Ap. J.* 404(1993) p. 208
- [Ros41] B. Rossi, K. Greisen, *Rev. Mod. Physics* 13(1941) p. 240-309
- [Ros64] B. Rossi: *Cosmic Rays*,
McGraw-Hill Book Company (1964)
- [Sam83] M. Samorsky, W. Stamm, *Ap. J.* 268(1983) L17
- [Sch94] A. Schaller, Dissertation 'Myonennachweis in den Detektorstationen des KASCADE-Experimentes',
Universität Erlangen-Nürnberg, 1994
- [Sch95] H. Schieler, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe
- [Sei93] G. Seizinger, Diplomarbeit 'Test von Photomultiplerröhren und Online-Überwachung von Szintillationsdetektoren für das KASCADE-Array',
Universität Karlsruhe, 1993

- [Sok89] P. Sokolsky: *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1989)
- [Sok92] P. Sokolsky, *Physics Reports* 217, No. 5(1992) p. 255
- [Vat91] G. Vater, Diplomarbeit 'Untersuchungen an Ionisationskammerflüssigkeiten', Universität Karlsruhe, 1991
- [Völ92] G. Völker, Doktorarbeit 'Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ -Komponente großer Luftschauder im UHE-Bereich', KfK 4983 (1992)
- [Wee69] T. C. Weekes: *High Energy Astrophysics*, Chapman and Hill Limited (1969)
- [Wee88] T. C. Weekes: *Very high energy gamma-ray astronomy*, *Physics Reports* 160 Nos.1 & 2(1988) p. 1-121
- [Wei89] A. Weigert, H. J. Wendker: *Astronomie und Astrophysik - ein Grundkurs*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1989
- [Wer93] K. Werner, *Physics Reports* 232 (1993) p. 87
- [Wet91] Y. Wetzel, Diplomarbeit 'Vorstudien zur Suche nach Punktquellen kosmischer Strahlung mit dem KASCADE-Array', Universität Karlsruhe, 1991
- [Zab94] J. Zabierowski, H.O. Klages, H.Schieler: *The Trigger Unit for the Detector Array of the KASCADE Experiment*, KfK 5373 (1994)
- [Zat66] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4(1966) p. 78