



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6903

# **Nachweis hochenergetischer Myonen in ausgedehnten Luftschauern bei KASCADE**

**T. Antoni**  
Institut für Kernphysik

Oktober 2003

**Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6903

Nachweis hochenergetischer Myonen  
in ausgedehnten Luftschauern bei KASCADE

T. Antoni

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Heidelberg  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2003

**Impressum der Print-Ausgabe:**

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

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

## Nachweis hochenergetischer Myonen in ausgedehnten Luftschauern bei KASCADE

Im Zentraldetektor des Höhenstrahlexperiments KASCADE wurde zusätzlich zu den in Betrieb befindlichen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) eine Lage von Limited-Streamer-Tubes eingebaut, um hochenergetische Myonen ( $> 2.4 \text{ GeV}$ ) aus ausgedehnten Luftschauern (EAS) mit größerer Effizienz und bei höheren Myonen-Multiplizitäten nachweisen zu können. Testexperimente, die Einbindung dieser neuen Detektorkomponente in das Gesamtexperiment, Datenaufnahme und Analyse-Algorithmen werden vorgestellt. Als erste Anwendungen im Gesamt-Experiment wurden Lateralverteilungen und Dichtespektren von EAS-Myonen erstellt und die Ergebnisse mit denen aus Messungen mit den MWPC verglichen. Die Daten werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen der EAS Entwicklung analysiert, wobei der Einfluss verschiedener Wechselwirkungsmodelle auf die Simulationen und Ergebnisse untersucht wird. Die Resultate hinsichtlich des Verlaufs des Primärspektrums und der Element-Zusammensetzung im Energiebereich um das *Knie* werden mit den Voraussagen verschiedener astrophysikalischer Modellvorstellungen verglichen.

## Measurement of high energy muons in extended air showers at KASCADE

In the KASCADE central detector additionally to the already working multi-wire proportional chambers (MWPC) a layer of limited streamer tubes has been set up to measure high energy muons ( $> 2.4 \text{ GeV}$ ) from extended air showers with a higher efficiency and up to higher muon multiplicities. Experimental tests, the integration of this new detector component into the full KASCADE experiment, the data acquisition and analysis algorithms are presented. As a first common analysis lateral distributions and density spectra of air shower muons have been computed and the results have been compared to measurements of the MWPC. The data have been analyzed on the basis of Monte Carlo simulations of the shower development, in doing so the influence of different models of hadronic interaction on the simulations is investigated. The results concerning the primary spectrum and the elemental composition in the energy range around the *knee* are compared to the predictions of different astrophysical models.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Experiment KASCADE</b>	<b>8</b>
2.1	Das Detektor-Array . . . . .	8
2.2	Der Zentraldetektor . . . . .	10
2.3	Myonnachweis im Zentraldetektor . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Detektorbeschreibung</b>	<b>14</b>
3.1	Die Streamer-Tubes . . . . .	14
3.2	Das Pad-Auslese-System . . . . .	16
3.3	Die Datenaufnahme-Elektronik . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Detektoruntersuchungen</b>	<b>23</b>
4.1	Elektroniktests . . . . .	25
4.2	Homogenitätsuntersuchungen . . . . .	25
4.3	Untersuchung des Signal-Übersprechens . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Die Streamer-Tubes im Gesamtsystem</b>	<b>32</b>
5.1	Installation der Detektoren . . . . .	32
5.2	Datenaufnahme-Elektronik . . . . .	34
5.3	Einbindung in KASCADE . . . . .	35
5.3.1	Datenaufnahme-Software . . . . .	35
5.3.2	Delays und Schwellen . . . . .	35
5.4	Testmessungen . . . . .	38
5.5	Rekonstruktions-Test . . . . .	40
5.6	Effizienz . . . . .	44
5.7	Betriebsparameter der LST . . . . .	46
5.8	Datenanalyse-Software . . . . .	47
5.9	Simulations-Software . . . . .	48

<b>6</b>	<b>Astrophysikalische Voraussagen</b>	<b>50</b>
6.1	Energiespektren . . . . .	51
6.2	Schauergrößen-Verteilungen . . . . .	55
<b>7</b>	<b>Abhängigkeit von Wechselwirkungsmodellen</b>	<b>61</b>
<b>8</b>	<b>Lateralverteilungen und Dichtespektren</b>	<b>65</b>
8.1	Selektion und Preparation der Daten . . . . .	65
8.2	Myonlateralverteilungen . . . . .	70
8.3	Myondichtespektren . . . . .	80
8.4	Bestimmung des Energiespektrums . . . . .	83
8.5	Bestimmung der Knieposition . . . . .	94
<b>9</b>	<b>Zusammenfassende Bemerkungen und Ausblick</b>	<b>100</b>

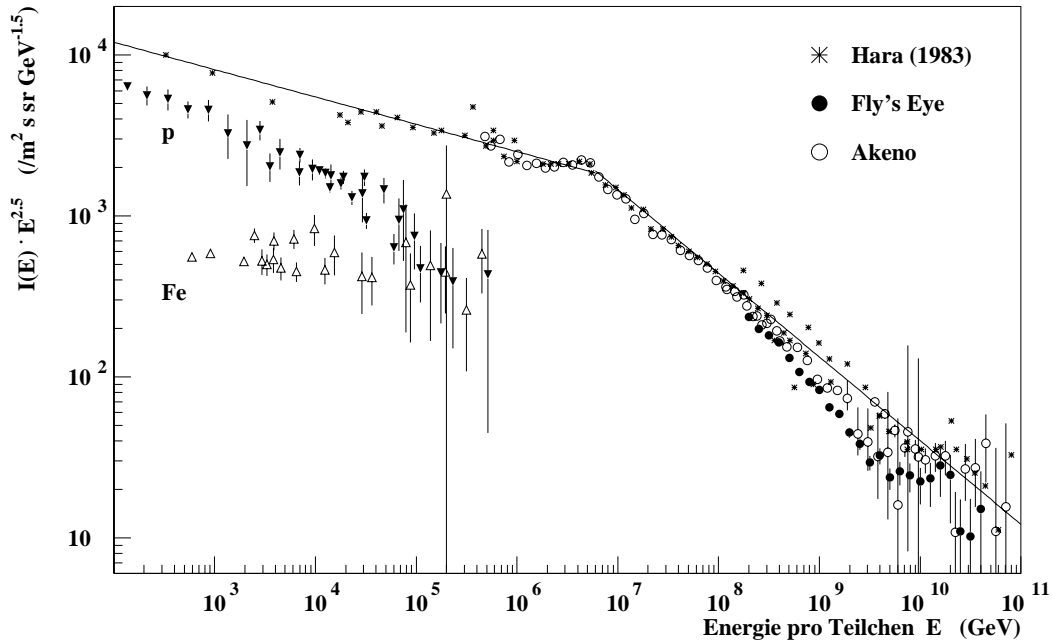
# 1 Einleitung

Hochenergetische Teilchen der primären Höhenstrahlung aus dem All treffen auf die Erdatmosphäre mit einer Rate von ungefähr 1000 Teilchen pro Quadratmeter und Sekunde. Es handelt sich hierbei größtenteils um vollständig ionisierte Atomkerne, wovon circa 90% Protonen, 9% Heliumkerne und der Rest schwerere Kerne sind, bis hin zum Eisen. Zu einem geringen Anteil sind auch Elektronen ( $< 1\%$ ) und Photonen ( $< 0.1\%$ ) vorhanden [Gai90, ErW01]. Das Energiespektrum erstreckt sich zu sehr hohen Energien, weit über den Bereich hinaus, der mit künstlichen Beschleunigern erreichbar ist. Die höchsten Energien dieser Teilchenstrahlung, die bisher beobachtet und über die berichtet wurden, liegen über  $10^{20}$  eV [HRR03].

Entdeckt wurde diese Strahlung im Jahre 1912 von Victor Hess bei seinen berühmten Ballonaufstiegen, bei denen er nachweisen konnte, dass diese Strahlung nicht irdischen Ursprungs ist [Hes12], sondern aus dem Weltraum kommt. In den Jahren 1923 bis 1926 bestätigte R. A. Millikan mit ausgereiften Experimenten, teils unter Wasser und in großen Höhen, dieses Phänomen und gab ihm den Namen *kosmische Strahlung* (Cosmic Rays) [MiC26]. Das Flusspektrum  $\Phi(E)$  der Strahlung folgt einem Potenzgesetz der Form  $\Phi(E) \propto E^{-\gamma}$ , wobei sich der Exponent bei etwa  $E = 3 \cdot 10^{15}$  eV von  $\gamma \approx 2.7$  nach  $\gamma \approx 3.0$  ändert und bei geeigneter Auftragung als deutlicher Knick, dem sogenannten Knie sichtbar wird (Abb. 1.1). Über die Ursachen dieses Knies sind Kenntnisse noch recht unsicher, wie überhaupt der detaillierte Verlauf des Spektrums und die genaue Änderung des spektralen Index noch Gegenstand kontroverser Debatten sind. Als eine mögliche Ursache wird über die Änderung der Element-Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich spekuliert.

Im Rahmen von theoretischen Modellen kann eine Variation der Element-Zusammensetzung Hinweise geben auf die Quellen der Strahlung, auf die Beschleunigungsmechanismen, die zu so hohen Energien führen, sowie über die Ausbreitung der Teilchen im Raum.

Was die Quellen der primären kosmischen Strahlung betrifft, ist es evi-



**Abbildung 1.1:** *Differentielles Spektrum des Flusses der primären kosmischen Strahlung, die Flussdichte ist zur Verdeutlichung der Änderung in der Steigung mit  $E^{2.5}$  multipliziert, entnommen aus [Kna97]*

dent, dass Teilchen mit Energien oberhalb von etwa  $10 \text{ GeV}$  ihren Ursprung nicht innerhalb unseres Sonnensystems haben können. Es wird vermutet, dass sie aus Sternprozessen in unserer Galaxie stammen. Allerdings haben die höchstenergetischen Teilchen im galaktischen Magnetfeld einen Gyroradius größer als die Ausdehnung unserer Galaxie. Solche Teilchen können einerseits die Milchstraße verlassen und andererseits könnten die auf der Erde beobachteten höchstenergetischen Teilchen extragalaktischen Ursprungs sein.

Teilchenenergien bis zu  $10^{15} \text{ eV}$  lassen sich durch sukzessive Beschleunigung von Teilchen des interstellaren Mediums innerhalb von Schockfronten erklären, die bei Supernova-Explosionen entstehen [VöB88]. Für höhere Energien kommen Pulsare und größere Objekte, wie Quasare und aktive ga-



laktische Kerne (AGN) in Frage [Hil84, RSB93].

Bis zu Energien von  $10^{14}$  eV lassen sich Natur und Fluss der Primärteilchen durch Ballon- oder Satellitenexperimente direkt bestimmen. Bei höheren Energien ist das, aufgrund des stark abnehmenden Flusses und der daher notwendigen großen Detektorflächen bzw. langen Messzeiten, nicht mehr realisierbar. Die Teilchen lösen jedoch beim Eintritt in die Erdatmosphäre in etwa 20 bis 100 km Höhe durch nukleare Wechselwirkungen mit Molekülen der Atmosphäre in kaskadenartigen Prozessen einen ausgedehnten Luftschauer (**E**xtensive **A**ir **S**hower, EAS) aus. Die Komponenten eines solchen EAS sind einer Messung auf der Erdoberfläche zugänglich. Trotz der stochastischen Prozesse, welche die Entwicklung der Luftschauer beherrschen, lassen sich aus der Messung der Eigenschaften der großen Luftschauer d.h. der Intensität und den räumlichen und energetischen Verteilungen der Komponenten der *sekundären kosmischen Strahlung* Rückschlüsse auf die Natur der Primärteilchen ziehen.

Bei den nuklearen Wechselwirkungen des Primärteilchens geht ein Teil (etwa 50% je Stoss des Primärteilchens) seiner Energie in die Erzeugung neuer hadronischer Sekundärteilchen ( $p, n, K, \pi$ ) über. Da diese teils instabilen Teilchen ihrerseits genügend Energie besitzen, um in erneuten Wechselwirkungen neue Teilchen zu erzeugen, wächst ihre Zahl lawinenartig an. Dies geschieht, bis sich die Energien so weit verringern, dass die Verlustmechanismen gegenüber der Erzeugung neuer Teilchen überwiegen. Wie weit ein EAS in die Atmosphäre eindringen kann, hängt maßgeblich von der Primärenergie ab. Während bei Energien des Primärteilchens von weniger als  $10^{13}$  eV der Schauer auf Meereshöhe fast ausgestorben ist, bestehen Schauer von Primärteilchen mit Energien von über  $10^{16}$  eV dort noch aus einigen Millionen Sekundärteilchen. Die Bestandteile eines EAS lassen sich in folgende Komponenten unterteilen (siehe auch Abb. 1.2):

Die **hadronische** Komponente besteht aus Baryonen (Protonen, Neutronen, Hyperonen, etc.), Mesonen (Pionen, Kaonen, etc.) und Kernfragmenten. Aufgrund ihres gegenüber dem Transversalimpuls wesentlich größeren Longitudinalimpulses bleiben die Hadronen eng beisammen und bilden so, mit Abständen von weniger als 10 m von der verlängerten Flugrichtung des

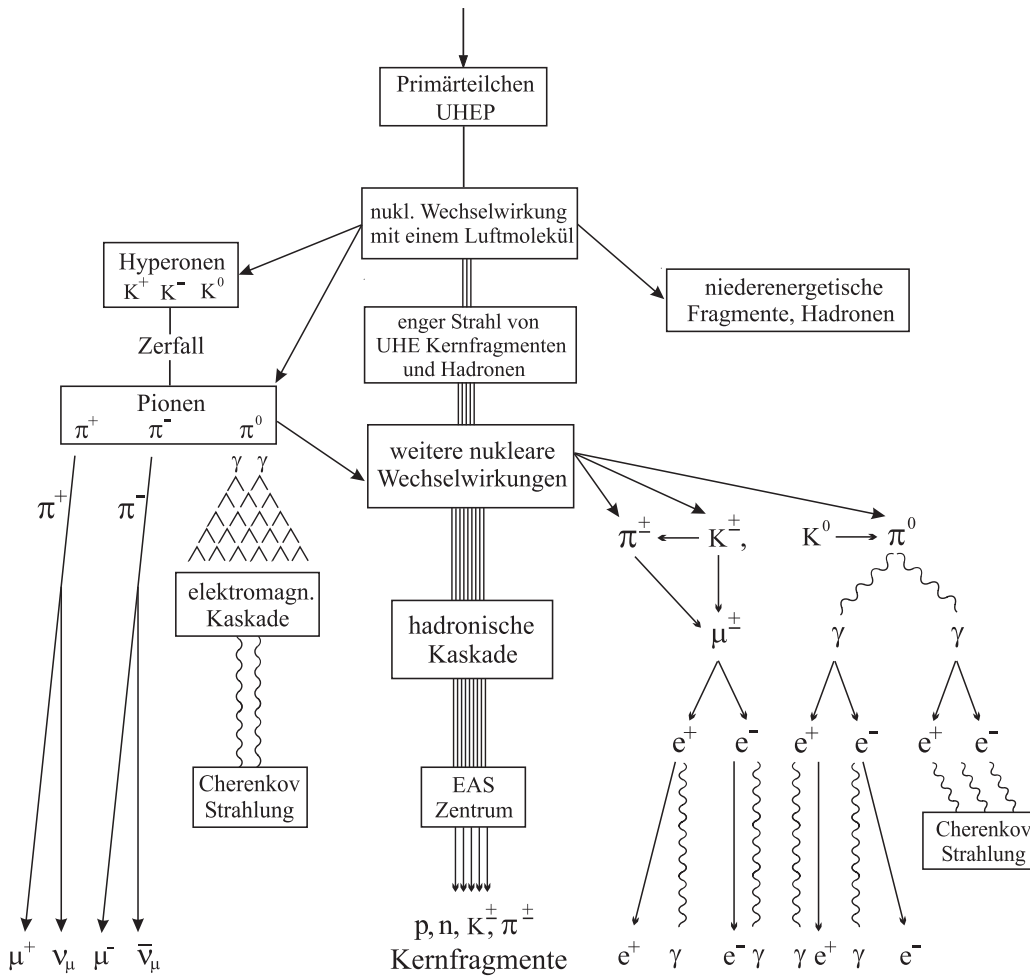


Abbildung 1.2: Schematische Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers

Primärteilchens beim Eintritt in die Atmosphäre, die als Schauerachse bezeichnet wird, den Schauerkern.

Die **elektromagnetische** Komponente wird durch den Zerfall der in der hadronischen Komponente erzeugten äusserst kurzlebigen neutralen Pionen in zwei Photonen ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ) initiiert und gespeist. Diese Photonen sind der Ausgangspunkt für wechselseitig auftretende Paarbildung ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) und Bremsstrahlung ( $e^\pm \rightarrow \gamma + e^\pm$ ). Solange die mittlere Energie der Elektronen oberhalb der kritischen Energie in Luft ( $E_c = 84 \text{ MeV}$ ) liegt, nimmt

die Teilchenzahl exponentiell zu, so dass die maximale Teilchenzahl dann erreicht ist, wenn die mittlere Energie der Teilchen bei  $E_c$  liegt, danach verlieren die Elektronen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation von Atomen der Atmosphäre. Die so entstehenden elektromagnetischen Kaskaden stellen hinsichtlich der Teilchenzahl den Hauptanteil eines EAS dar. So besteht die  $e/\gamma$ -Komponente eines Schauers mit  $10^{15}$  eV Primärenergie auf Meeressniveau aus circa  $10^5$  Teilchen und besitzt eine radiale Ausdehnung von ungefähr 100 Metern. Eine zusätzliche Informationsquelle bei der Beobachtung ausgedehnter Luftschauer resultiert aus der Emission von Fluoreszenz- und Čerenkov-Licht, das im Wesentlichen durch die elektromagnetische Schauerkomponente erzeugt wird. Die hierdurch induzierten Energieverluste sind gering und wirken sich daher nicht auf die Schauerentwicklung aus. Während das Fluoreszenzlicht überwiegend von angeregten Stickstoffmolekülen stammt und praktisch isotrop abgestrahlt wird, induzieren hochenergetische Elektronen, deren Geschwindigkeit die von Photonen in Luft übersteigt, in der Atmosphäre die Emission von Čerenkov-Licht, das stark um ihre Bewegungsrichtung fokussiert ist.

Auch die **myonische** Komponente eines EAS speist sich aus dem hadronischen Teil. Die Myonen entstehen durch Zerfälle geladener Mesonen ( $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ). Sie durchdringen die Atmosphäre nahezu wechselwirkunglos, da sie aufgrund ihrer leptonen Natur nur elektroschwach wechselwirken und Dank ihrer großen Masse durch Bremsstrahlung nur wenig Energie verlieren. Sie liefern daher eine direkte Information über den Ort ihrer Entstehung. Sowohl die Anzahl der Myonen als auch ihre Lateralverteilung sind wichtige Parameter für die Schaueranalyse. Das Verhältnis zwischen Myonzahl und Elektronzahl ( $N_\mu/N_e$ ) ist ein Kriterium für die Identifikation des Primärteilchens [Sok89, Gab92, Reb00]. Die Myonlateralverteilung zeigt für Schauer unterschiedlicher Primärteilchen große Unterschiede. So besitzen protoninduzierte Schauer im Zentrum eine höhere Myondichte als eiseninduzierte. Bei gleicher Gesamt-Myonzahl fällt die Verteilung für Protonenschauer daher schneller ab. Ausserdem ist die Myonzahl für die Separation zwischen hadron- und photoninduzierten Schauern verwendbar. Die Gesamtausdehnung der myonischen Komponente beträgt eini-

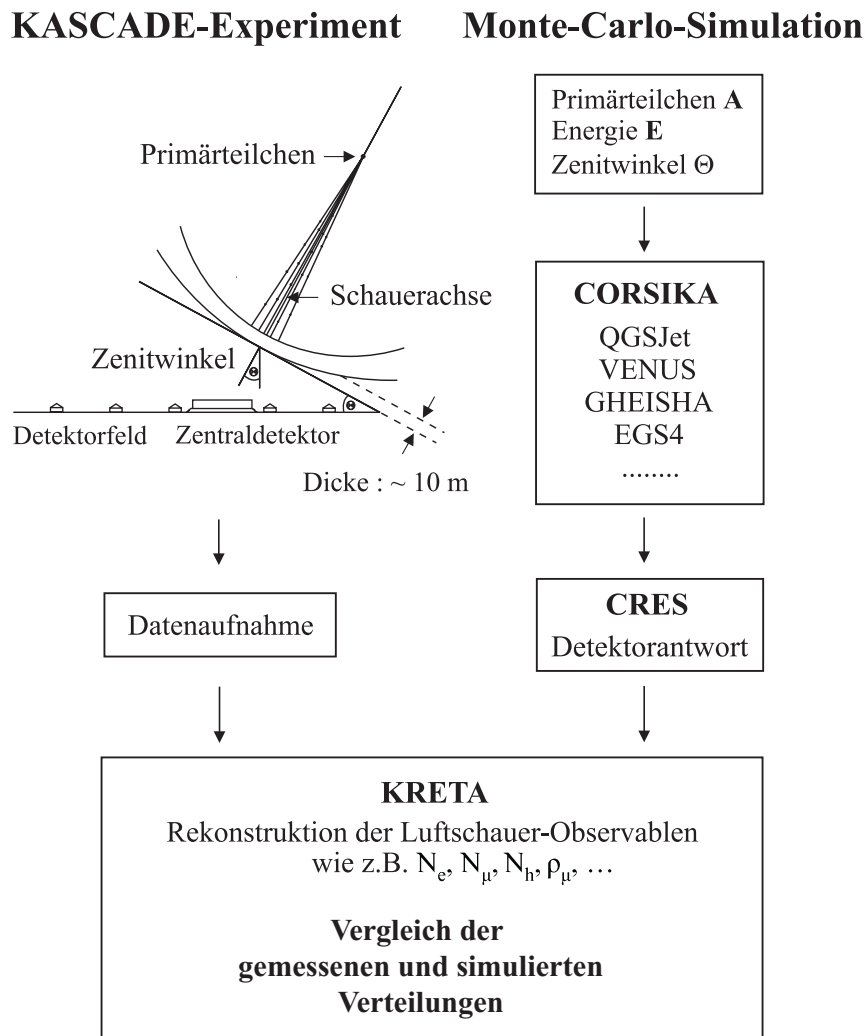


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Analyse von Luftschauderdaten

ge hundert Meter.

Bei der Produktion und dem Zerfall von Myonen in der Atmosphäre entstehen **Neutrinos**. Diese sind jedoch aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit Materie und des hohen Untergrunds an Myonen nur in Untergrund-Experimenten nachweisbar.

Ausgedehnte Luftschauer werden in der Regel auf dem Erdboden mit großen Detektor-Anordnungen beobachtet, welche die verschiedenen Komponenten registrieren und als Observablen Größen wie die Gesamtzahl der Teilchen (Schauergrößen): die Elektronzahl  $N_e$ , die Myonzahl  $N_\mu$ , die Hadronzahl  $N_h$  sowie deren laterale und eventuell energetischen Verteilungen messen.

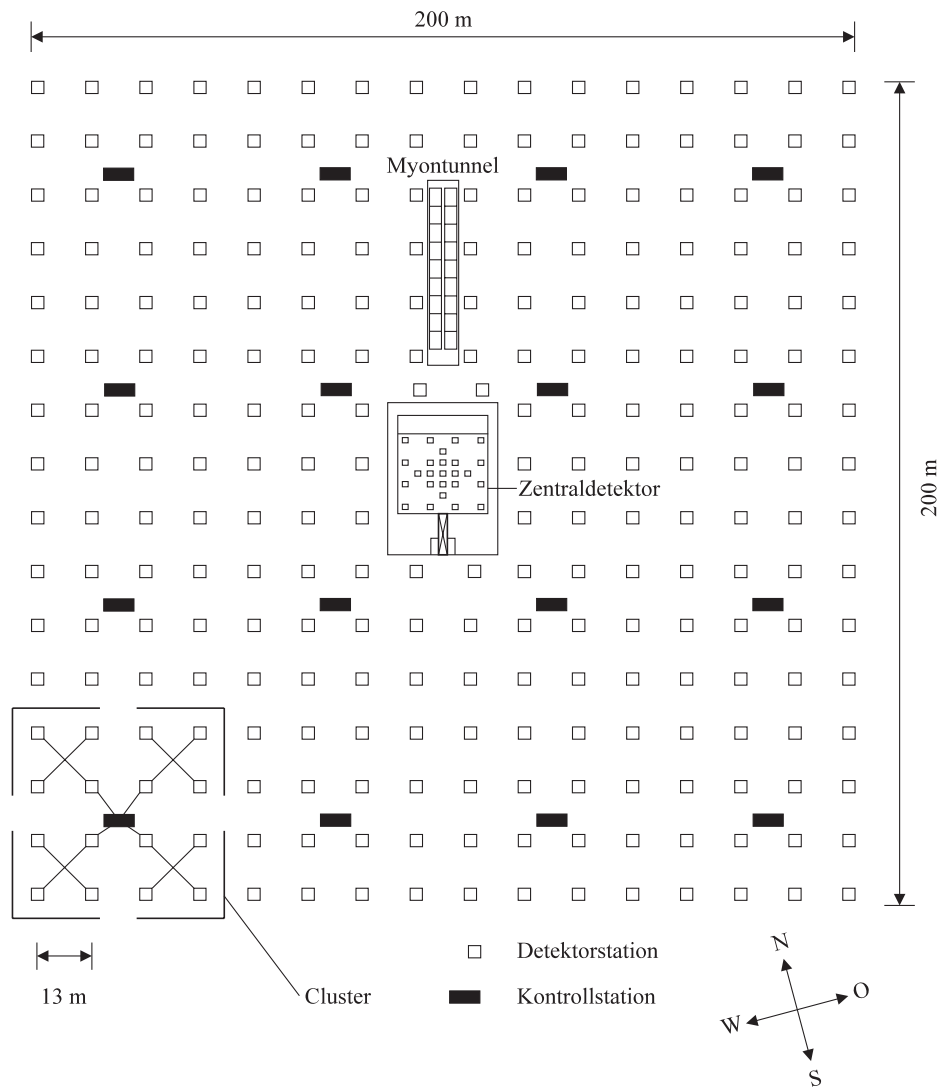
Die gegenwärtige Arbeit ist im Luftschauerexperiment KASCADE [Dol90, Kla97, Ant03] angesiedelt, das für jeden registrierten Schauer Observablen für alle drei Hauptkomponenten korreliert misst und analysiert. Eine detailliertere Beschreibung des Gesamtexperimentes ist in Kapitel 2 gegeben. Die Bestimmung der Eigenschaften (Energie und Masse) des Primärteilchen aus den Beobachtungen der Luftschauer am Erdboden ist indirekter Natur und bedarf einer aufwendigen Analyse, welche die experimentellen Beobachtungen mit theoretischen Mustern vergleicht, die durch realistische Monte-Carlo-Simulationen der Luftschauerentwicklung mit bekannten Anfangsbedingungen erzeugt werden (siehe Kapitel 6 und 7). Die Abbildung 1.3 zeigt den grundsätzlichen Weg der Analysen, wobei für den Vergleich verschiedene Methoden zum Einsatz kommen, angefangen von Verfahren, welche die Mittelwerte parametrisieren bis hin zu fortgeschritteneren Techniken nicht-parametrischer Analyse [Rot02, Ulr02] für jedes Einzelereignis. Diese Arbeit befasst sich mit experimentellen Untersuchungen der Myonkomponente, die mit den Detektor-Anordnungen des KASCADE-Zentraldetektors bei erhöhter Myonenergie ( $> 2.4 \text{ GeV}$ ) registriert wird, mit der Signifikanz von Lateralverteilungen der Myonen und der Dichtespektren bei festem Abstand von der Schauerachse. Für die experimentellen Untersuchungen wurde der Nachweis der Myonen im Zentraldetektor von KASCADE mit einer neuen Komponente ausgestattet: ein System von Limited Streamer Tube Detektoren (LST). Die Installation und Inbetriebnahme, die Testmessungen und Optimierung der Betriebsbedingungen sowie die Beschreibung des Systems sind ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit (Kapitel 3-5). Die Untersuchungen zur Lateralverteilung und Myondichtespektren sind eine erste experimentelle Anwendung des LST-Systems (Kapitel 6 bis 8).

# 2 Das Experiment KASCADE

Das Ziel des **KASCADE**-Experiments (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etektor) [Dol90, Kla97, Ant03], aufgebaut auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49° nördl. Breite, 8° östl. Länge, 110 *m* über NN), ist die Bestimmung des Energiespektrums im Bereich des *Knies* und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich ( $10^{14}$  bis  $10^{17}$  *eV*). Durch seinen Aufbau (Abb. 2.1) aus einem großflächigen (200 *m* × 200 *m*) Detektorarray zur Bestimmung der elektromagnetischen und myonischen Komponente und einem Zentraldetektor, bestehend aus einem Eisen-Sampling-Kalorimeter und Myondetektoren bei verschiedenen Energieschwellen (Szintillationszähler, Vieldraht-Proportionalkammern, Streamer Tubes), hat das KASCADE-Experiment gegenüber anderen EAS-Experimenten den Vorteil, dass es alle drei Hauptkomponenten eines Luftschauers gleichzeitig messen kann. Man hat somit Zugang zu den Korrelationen zwischen verschiedenen Messgrößen und kann diese bei mehrdimensionalen Analysen berücksichtigen [Ant02].

## 2.1 Das Detektor-Array

Das Array besteht aus 252 Detektorstationen, die in einem quadratischen Raster der Seitenlänge 13 *m* aufgebaut sind. Jeweils 16 Stationen sind elektronisch zu einem sogenannten Cluster zusammengefasst, in dessen Mitte sich eine Kontrollstation befindet, welche die lokale Elektronik beinhaltet. Es gibt zwei verschiedene Typen von Detektorstationen. In den äusseren zwölf Clustern enthalten die Hütten zwei Flüssig-Szintillationszähler für den Nachweis der *e/γ*-Komponente und, unter einer 10 *cm* dicken Bleiabschirmung, Plastik-Szintillatoren zum Myonnachweis. Wegen des Platzbedarfs des in der Mitte des Arrays befindlichen Zentraldetektors besitzen die inneren Cluster nur jeweils 15 Stationen. Diese sind im Gegensatz zu den äusseren nicht mit Myondetektoren, dafür aber mit vier *e/γ*-Detektoren bestückt. Mit den Detektoren des Arrays können die lokale Teilchendichte und Ankunftszeit so-



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des KASCADE-Experiments

wohl für Myonen als auch für die elektromagnetische Komponente bestimmt werden. Daraus lassen sich Ort und Ankunftszeit des Schauerzentrums sowie die Schauergrößen  $N_e$  und  $N_\mu$  und das Schaueralter ermitteln [Wet96]. Die Energieschwelle für mit dem Array analysierbare Schauer liegt bei etwa  $10^{14}$  eV [Dol90].

Nördlich des Zentraldetektors befindet sich der Myonspurdetektor (MTD) [Dol95, Dol02]. Als Detektoren werden vier Meter lange Streamer-Tubes zwi-

schen zwei Lagen von Auslesestreifen verwendet. Eine Anordnung aus 16 Teleskopen mit drei horizontalen Lagen solcher Detektoren sowie je einer Seitenwand ergibt eine aktive Fläche von  $128 \text{ m}^2$ . Eine 18 Strahlungslängen dicke Abschirmung aus Erde, Eisen und Beton unterdrückt den als „punch-through“ bezeichneten  $e/\gamma$ -Anteil der Schauer so weit, dass im MTD eine Spurrekonstruktion von Myonen möglich ist. Anhand dieser Spuren können mit dem MTD die Produktionshöhen der Myonen eines Schauers bestimmt werden, man hat somit Zugang zu Informationen über die longitudinale Entwicklung des Schauers.

## 2.2 Der Zentraldetektor

Der Zentraldetektor (Abb. 2.2) besteht aus einem  $20 \text{ m} \times 16 \text{ m}$  großen Eisen-Sampling-Kalorimeter, dessen acht aktive Lagen mit Flüssig-Ionisationskammern bestückt sind [Mie94, Eng99]. Das aktive Medium ist hierbei Tetramethylsilan (TMS) sowie teilweise auch Tetramethylpentan (TMP). Die Aufgabe des Kalorimeters ist es, die Hadronen im Kern von ausgedehnten Luftschauern zu messen. Auf dem Dach des Kalorimeters befindet sich eine  $5 \text{ cm}$  dicke Bleischicht um zu verhindern, dass hochenergetische elektromagnetische Strahlung in die oberen Kalorimeterlagen durchschlägt. Die Eisen-Absorberplatten haben eine Dicke von  $12 \text{ cm}$  im oberen Teil und bis zu  $36 \text{ cm}$  im unteren Teil des Kalorimeters, das somit eine Tiefe von 11 hadronischen Wechselwirkungslängen besitzt. Es können so Hadronen mit Energien bis zu  $10 \text{ TeV}$  gestoppt werden [Ung97]. Unter anderem werden mit dem Hadron-Kalorimeter auch Untersuchungen durchgeführt, die sich mit dem Einfluss der Modellierung der hadronischen Wechselwirkung der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre auf Ergebnisse der Ereignis-Simulation beschäftigen [Ant99, Ant01b].

Zwischen der zweiten und dritten aktiven Lage des Hadron-Kalorimeters befindet sich eine Lage mit 456 Plastik-Szintillatoren, die dazu dienen, vom Array unabhängige Triggersignale für den Zentraldetektor zu liefern [Ant03]. Hierfür stehen zwei Triggermodi zur Verfügung. Einerseits ein Multiplizitätstrigger auf die Myonkomponente, bei dem mindestens acht von 456 Detektoren ein Signal oberhalb der Schwelle haben, die auf ein Drittel der wahrschein-



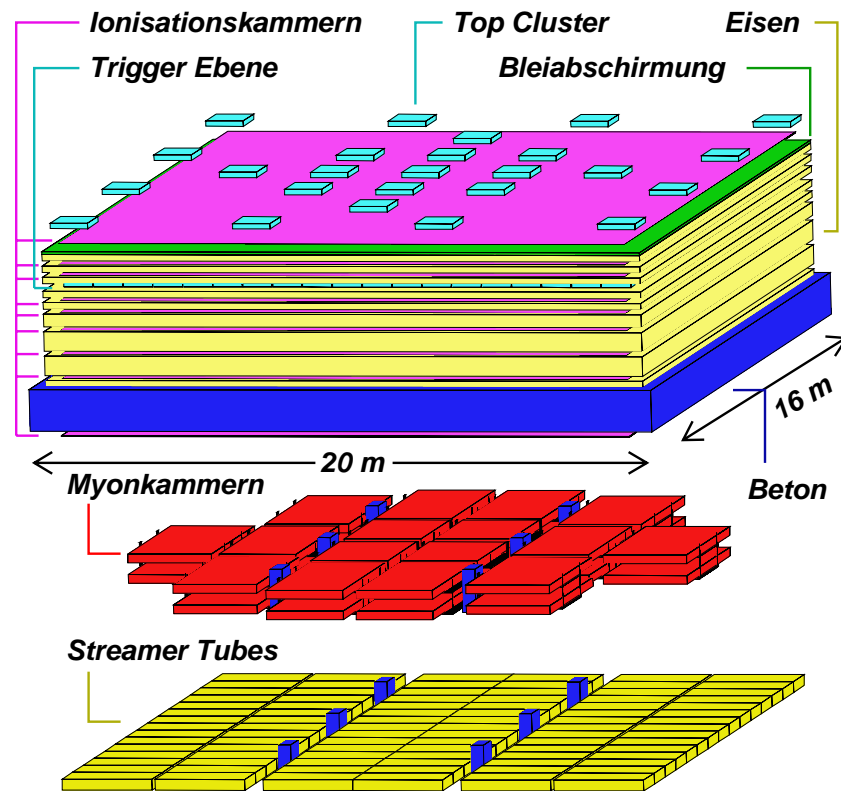


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des KASCADE-Zentraldetektors

lichsten Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens festgelegt ist. Andererseits ein Trigger auf die hadronische Komponente bei dem in mindestens einem Detektor ein Energie-Eintrag von mindestens dem Fünfzigfachen eines minimalionisierenden Teilchens gefordert wird. Zusätzlich können mit dieser Triggerebene, Dank der guten Zeitaufösung der Detektoren, auch Ankunftszeitverteilungen von Myonen und Hadronen im Zentraldetektor gemessen werden [Föl97, Hae00, Ant01a, Hae02]. Sie besitzt eine Energieschwelle für Myonen von  $0.49 \text{ GeV}$ .

Auf dem Dach des Zentral-Kalorimeters befindet sich eine weitere aus 50 Detektoren bestehende Komponente des KASCADE-Experiments, das Top-Cluster. Mit seinen Szintillationszählern soll es die durch den Zentraldetektor

entstehende Lücke in der  $e/\gamma$ -Detektionsfläche des Arrays schließen und ein unabhängiges Triggersignal für den Zentraldetektor auf die elektromagnetische Komponente der Schauer liefern. Direkt unterhalb des Top-Clusters ist eine weitere Lage von Flüssig-Ionisationskammern installiert, die mit TMP gefüllt sind, die doppelte Dicke und die gleiche Ortsauflösung der Kammern des Kalorimeters besitzen und die gesamte Fläche des Zentraldetektors belegen. Mit dieser Detektorkomponente können, für zentral fallende Schauer, die Schauerzentren sehr genau untersucht werden. Dies kann auch, durch das Top-Cluster getriggert, für niederenergetische Schauer durchgeführt werden, bei denen das Array nicht mehr triggern kann. Daher sollten sich auch Schauer nachweisen lassen, deren Primärteilchen auch noch Ballon- oder Satellitenmessungen zugänglich sind. Bei entsprechender Eichung dieses Detektorteils kann damit ein Anschluss an direkte Messungen der kosmischen Strahlung hergestellt werden, was auch eine Überprüfung von KASCADE-Ergebnissen und der Rekonstruktionsverfahren ermöglichen würde.

### 2.3 Myonnachweis im Zentraldetektor

Da die Myonkomponente ausgedehnter Luftschauer wichtige Hinweise auf die Natur des Primärteilchens und der hadronischen Wechselwirkungsmechanismen in der Schauerentwicklung gibt, ist es notwendig sie genau zu untersuchen. Neben der schon erwähnten Triggerebene, die mit einer Energieschwelle von  $490 \text{ MeV}$  die Anzahl der Myonen in Luftschauern und deren Ankunftszeiten misst, befinden sich im Zentraldetektor unterhalb des Kalorimeters zwei Lagen von großflächigen, ortsauflösenden Vieldraht-Proportionalkammern (**M**ulti**W**ire **P**roportional **C**hambers, MWPC) [Her93, Hau96a, Boz01], die zum Nachweis von Myonen oberhalb der durch das Kalorimeter bedingten Energieschwelle von  $2.4 \text{ GeV}$  dienen. Sie ermöglichen die Bestimmung von Anzahl, Ort und Richtung dieser Myonen. Für größere Abstände vom Schauerzentrum ist auch die Bestimmung der Myonlateralverteilung möglich [Lei97]. Allerdings ist die Nachweismöglichkeit von Strukturen in der Myon-Ortsverteilung beschränkt durch die Flächenbelegung der MWPC-Detektoren (42%) und durch ihren Aufbau und die Auslesetechnik, die keine Auflösung hoher Teilchendichten erlaubt. Die Nachweismöglichkeit von

Myonen in Schauerkernen wurde durch eine neue Detektorkomponente aus Streamer-Tube-Detektoren verbessert. Sie wurden direkt unter den MWPC angebracht und belegen 75% der gesamten Fläche des Zentraldetektors. Durch ihr Signalauslese-System lassen sich die Vieldeutigkeiten, die bei hohen Teilchendichten in den MWPC auftreten, auflösen und Untersuchungen bei höheren Teilchendichten werden ermöglicht [Ber03]. Ein weiterer wichtiger Grund für den Aufbau einer zusätzlichen Detektorkomponente ist die Möglichkeit die Ergebnisse, die mit den MWPC gewonnen wurden, mit einem unabhängigen Detektor zu überprüfen. Der Test der Streamer-Tube-Detektoren, die Installation im Zentraldetektor und die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in dieser Arbeit vorgestellt.

# 3 Beschreibung der Streamer-Tube-Detektoren

## 3.1 Die Streamer-Tubes

Streamer-Tubes [Ata82, Iar83] sind Gasdetektoren, die im Geiger-Müller-Bereich, also bei sehr hoher Gasverstärkung betrieben werden. Im Gegensatz zu einem Geiger-Müller-Zählrohr wird jedoch (wie bei Proportionalzählern) durch Zusatz eines Löschgases mit sogenannten *Quench*-Eigenschaften (molekulare Gase wie Isobutan oder  $CO_2$ ) erreicht, dass die Gasentladung lokalisiert bleibt. Das Löschgas kann die entstehenden UV-Photonen absorbieren und die so erhaltene Anregungsenergie auf nicht strahlendem Weg durch Anregung von Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgraden wieder abgeben. Dies verhindert die Ausbreitung der Entladung entlang des gesamten Anoden-Drahts. Man spricht in diesem Fall vom selbstlöschenden Streamer-Mode. Ein qualitatives Bild des Streamer-Mechanismus ist in Abb. 3.1 dargestellt. Bei hohen Betriebsspannungen wird die Raumladungsdichte in der Ladungslawine, die durch Ladungsmultiplikation entstanden ist, sehr groß. Die driftenden Elektronen und positiven Ionen erzeugen ein elektrisches Feld,

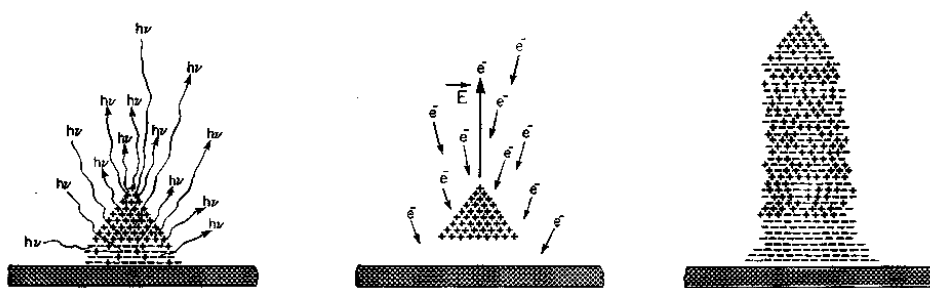


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Bildung eines Streamers (aus: [Ata82])

das stark genug ist, das äussere Feld merklich zu schwächen. Es kommt daher zu Rekombinationen. Einige der dabei entstehenden Photonen können den Bereich der Ladungslawine verlassen und haben genügend Energie, um weitere Paare von Elektronen und Ionen zu erzeugen. Da die elektrische Feldstärke an der positiven Spitze der Ladungslawine vergleichbar mit der in Drahtnähe ist, erzeugen die Elektronen dort weitere Ladungslawinen. Am Rand der Ladungslawine ist dagegen das Feld zu schwach, um eine weitere Ladungsmultiplikation hervorzurufen. Dadurch wächst der Entladungsbereich (der Streamer) nur senkrecht zur Drahrichtung zur Kathode hin, während seine Ausdehnung längs des Drahts klein bleibt.

Aufgrund dieser lokalisierten Entladungen eignen sich Streamer-Tubes zum ortsauflösenden Nachweis von Myonen im KASCADE-Zentraldetektor. Die hier verwendeten Streamer-Tubes entsprechen, bis auf ihre Länge und das später besprochene Pad-Auslese System (Abschnitt 3.2), den bereits im Myonspurdetektor verwendeten Detektoren [Dol95] der Firma *WATECH*. Sie wurden in Zusammenarbeit mit dem Hersteller für die Verwendung im KASCADE-Experiment, speziell im Myonspurdetektor, optimiert. Als Kathodenmaterial wurde leitfähiges PVC mit einem hohen Flächenwiderstand verwendet, um das schnelle Abfließen der Ladung zu verhindern und so eine segmentierte Auslese von Influenzsignalen zu ermöglichen. Die Anodendrähte wurden durch Bedampfung mit Silber verbessert. Um die Streamer-Tubes gegenüber Beanspruchung beim Transport und der Montage unempfindlicher zu machen, wurden die äusseren PVC-Teile verklebt und nicht wie früher üblich, verschweisst.

Die Streamer-Tubes (Abb. 3.2) besitzen Abmessungen von  $166.7 \times 2850 \times 13.4 \text{ mm}^3$ . Sie werden durch ein kammförmiges Kathodenprofil aus leitendem PVC mit einem Flächenwiderstand von  $10^5 \Omega/\text{cm}^2$  in 16 je  $9 \times 9 \text{ mm}^2$  große Zellen unterteilt. Die Oberseite ist mit einem Phenolpapier (HP2061, Ferrozell) abgedeckt, das einen Flächenwiderstand von  $10^{11} \Omega/\text{cm}^2$  besitzt. Die in den Zellen befindlichen Anodendrähte bestehen aus einer Cu-Be-Legierung. Sie sind mit einer Silberschicht bedampft, um fertigungsbedingte Unregelmäßigkeiten auszugleichen und somit Entladungen vorzubeugen. Um zu vermeiden, dass die Drähte in den Kammern durchhängen, werden sie in einem Abstand von  $50 \text{ cm}$  durch Stege abgestützt. Die Detektoren werden

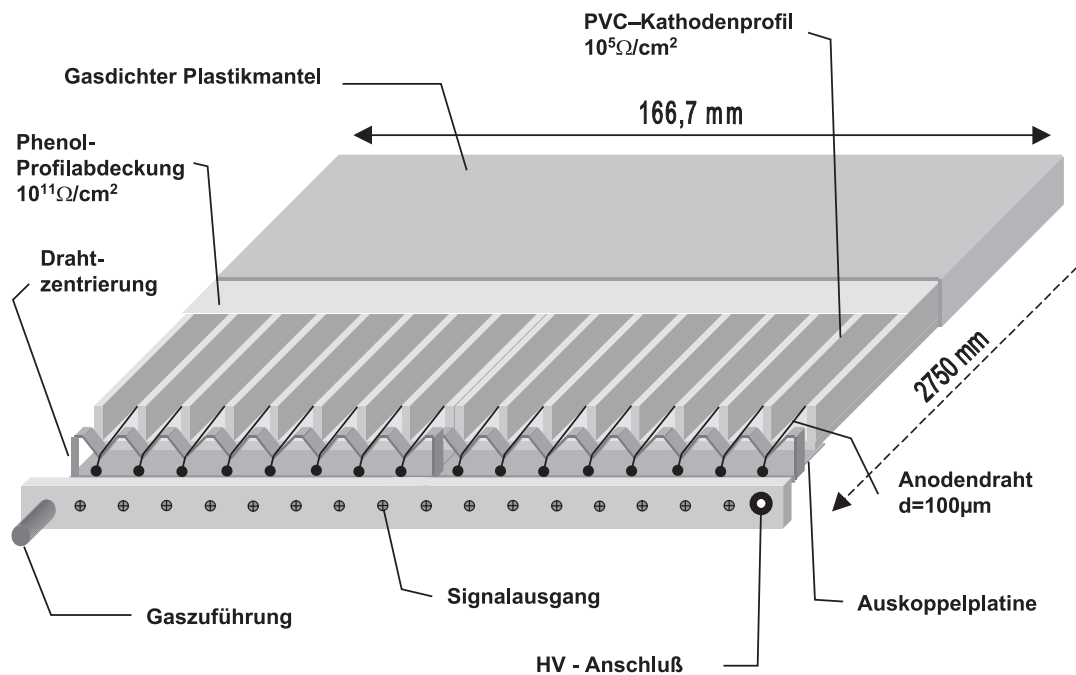


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer Streamer-Tube

durch Zu- bzw. Ableitungen in den Abdeckkappen mit Gas versorgt. Durch eine dieser Abdeckkappen werden auch die Signale der Drähte nach aussen geführt. Je zwei benachbarte Zellen werden dabei elektrisch zusammengefasst. Die Kapazität eines Drahts gegen die äussere Masse gemessen beträgt ca.  $35 \text{ pF}$ .

### 3.2 Das Pad-Auslese-System

Die entscheidende Änderung am Detektordesign gegenüber den Streamer-Tubes, die im Myonspurdetektor verwendet werden, besteht im Aufbau des Systems zur Auslese der Influenzsignale. Während dort zwei Lagen von Influenzstreifen (senkrecht bzw. diagonal zur Drahttrichtung der Kammern oberhalb bzw. unterhalb angebracht) verwendet werden [Weg97], besteht das hier verwendete System aus einer Lage von Influenz-Pads.

Die Auslese der Streamer-Tubes anhand von Influenzsignalen mit segmentierten Elektroden ist möglich, da die Raumladungszone durch Verwendung

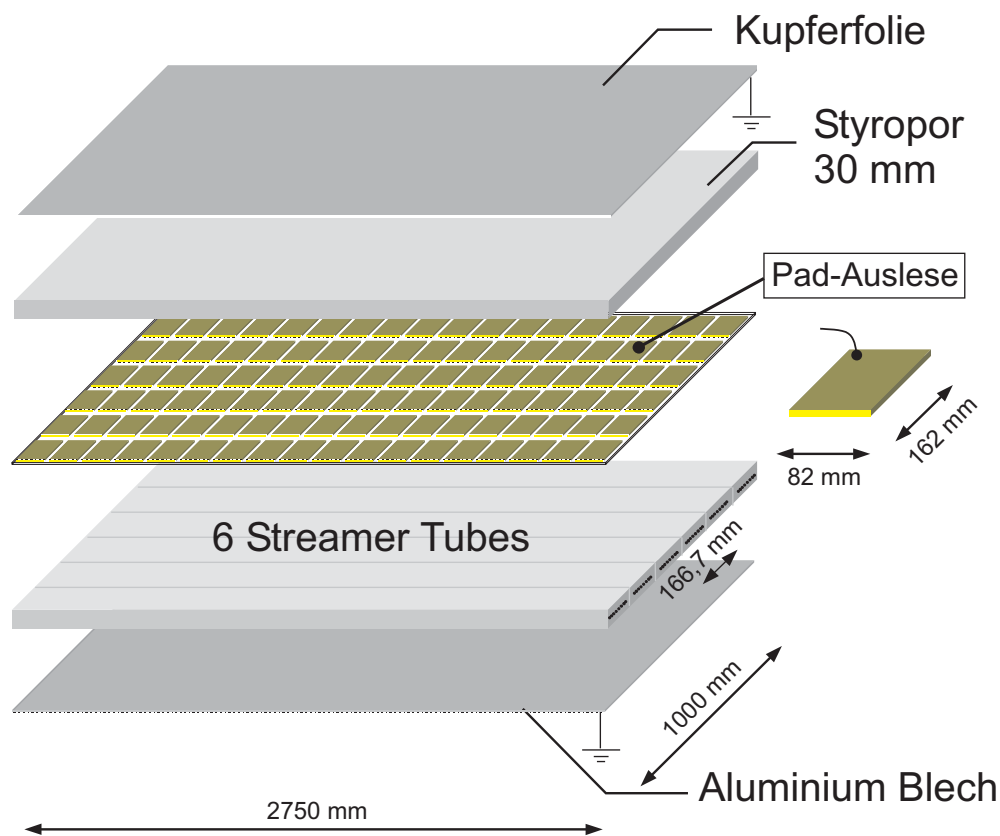


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Streamer-Tubes mit Pad-Auslese System

eines Löschgases räumlich begrenzt bleibt und das Kathodenprofil bzw. die Profilabdeckung wegen ihres hohen Flächenwiderstandes für das elektrische Feld nahezu transparent sind.

Abbildung 3.3 zeigt schematisch den Aufbau des Systems aus Streamer-Tubes und Pad-Auslese Modul. Auf der Oberseite der Tubes befinden sich die Auslese-Pads aus Kupfer- bzw. Messingfolie, welche genügend dünn ist, um lötbar zu sein. Für einen Prototypen des Auslese-Systems wurden Messing-Pads verwendet, die mit doppelseitigem Klebeband auf einer PVC-Platte aufgeklebt wurden. Oberhalb der Pads folgt eine 3 cm dicke Styroporlage und schließlich ein Aluminiumblech als Abschirmung. Ein solches ist auch unterhalb der Tubes angebracht. Die Größe der Pads beträgt  $82 \times 162 \text{ mm}^2$ ,

d.h. ein Pad deckt die Breite einer Tube ab und 32 Pads entsprechen der Gesamtlänge einer Tube. Die Pads sind mit einem Abstand von ca. 4 mm zueinander für sechs Tubes auf einer PVC-Platte von 1 m Breite aufgeklebt. Da diese Breite für viele Materialien handelsüblich ist und Module dieser Größe auch leicht zu handhaben sind, wurden die Montage-Einheiten entsprechend dimensioniert. Die Signalkabel werden für je vier Pads an den zusammen liegenden Ecken durch ein gemeinsames Loch in der Styropor-Platte und der Abschirmung nach aussen geführt. Die Kapazität eines Pads beträgt ca. 40 pF (gegen die Abschirmung gemessen). Für das endgültige Design ist der Aufbau leicht verändert worden, um eine Massenfertigung zu ermöglichen. Hierbei wird eine Kupferfolie direkt auf 3 cm dickes Styropor aufgeklebt, und die Lücken zwischen den Pads werden herausgeschnitten. Die Signaldurchführung erfolgt wie beim Prototyp-Modul. Die Aussenseite des Padmoduls ist vollständig mit Kupferfolie beklebt, auf der die Auslese-Elektronik festgelötet wird und die als Massefläche dient.

### 3.3 Die Datenaufnahme-Elektronik

Zur Daten-Auslese wurde in Zusammenarbeit mit dem NIPNE-HH, Bucharest ein Elektronik-System entwickelt [BoP98]. Es basiert auf einer bereits im KASCADE-Experiment verwendeten Datenaufnahme-Elektronik, wurde jedoch an einigen entscheidenden Stellen modifiziert.

Bei der Konzeption der Elektronik waren die folgenden Rahmenbedingungen zu beachten. Das vollständige System besteht aus ca. 22000 Auslese-Kanälen, daher musste ein Kanal so kompakt und preiswert wie möglich gehalten werden. Die Signale der Streamer-Tubes liegen im Bereich von etlichen mV und einigen 10 ns, was besondere Sorgfalt bei der Rauschunterdrückung und der Vermeidung von Signal-Übersprechen notwendig macht. Eine komplette sowohl räumliche als auch zeitliche Trennung der Signalfolgen in den analogen und digitalen Schaltungsteilen ist sinnvoll, um die aufgenommenen Signale vor Störungen zu schützen.

Das entwickelte *VME Streamer-Tube Acquisition System* (VME-STAS) ist ein modulares, VME gesteuertes Datenaufnahme-System mit folgenden maßgeblichen Eigenschaften:



- acht unabhängige Datenaufnahme-Kanäle (Auslese-Ketten)
- bis zu 2 *Mbit/s* Datenaufnahme-Rate
- serielle Auslese-Kettenlänge einstellbar von 32 bis 2048 *bit*
- FIFO-Memory für die gemessenen Daten ( $512 \times 8$  *bit* Datenwort pro Kanal)

Es besteht aus folgenden Modulen (Abbildung 3.4 zeigt ein Blockschaltbild):

- einem *VME - Streamer-Tube Acquisition Module* (VME-STAM)
- einem Splitter-Board
- Acquisition-Boards
- Verstärker/Diskriminator-Boards für Drähte und Pads

Entsprechend der Anzahl der zu installierenden Kanäle werden im Datenaufnahmesystem für die Streamer Tubes zwei VME-STAM eingesetzt.

Das VME-STAM ist ein VME (A24/D16) Slave-Modul mit acht unabhängigen schnellen Datenaufnahme-Kanälen. Es ist vollständig über den VME-Bus steuerbar. Jeder Kanal ist in der Lage, serielle Daten von den Acquisition-Boards der Streamer-Tubes aufzunehmen und in einem  $512 \times 8$  Datenworte umfassenden FIFO-Memory (je eins pro Kanal) zu speichern. Ein externes START-Signal beginnt die Datenaufnahme bezüglich einer Taktfrequenz, die intern wählbar ist zwischen 2 *MHz*, 1 *MHz*, 500 *KHz* oder 250 *KHz*. Ein Kommunikationsprotokoll wird für den Datenaustausch zwischen den Acquisition-Boards und dem VME-STAM verwendet. Das VME-STAM steuert zusätzlich über einen I<sup>2</sup>C Bus die Delays, die Gate-Weite der Acquisition-Boards und die Schwellen für die Signale der Drähte und Pads. Das Modul ist über ein einzelnes 50-adriges Flachbandkabel mit dem Splitter-Board verbunden.

Das Splitter-Board trennt die Signale vom VME-STAM entsprechend der Auslese-Kette, zu der sie gehören, und überträgt sie zu den Acquisition-Boards. Ausserdem überträgt es die aufgenommenen Daten zum VME-STAM. Das Splitter-Board kann acht Kanäle verarbeiten, von denen jeder aus bis

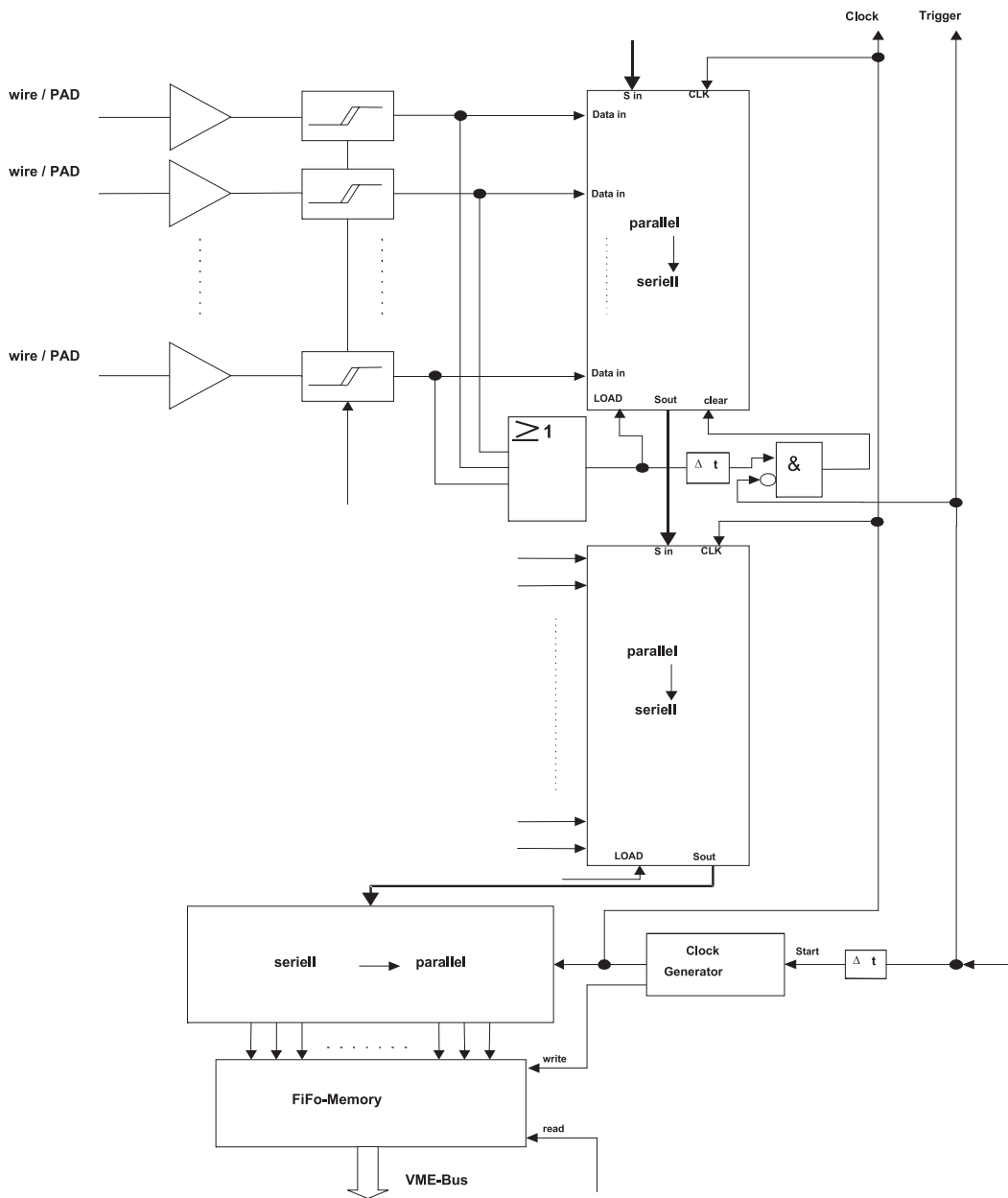


Abbildung 3.4: Blockschaltbild der Datenaufnahme Elektronik

zu 32 Acquisition-Boards bestehen kann. Die Übertragung von und zu den Acquisition-Boards erfolgt mittels differentieller Signale, um die Störanfälligkeit auf den langen Kabelstrecken zu minimieren.

Die Acquisition-Boards sind Datenaufnahme-Boards für die Verarbeitung

der Signale von den Verstärker/Diskriminator-Boards. Sie erhalten die differentiellen Signale vom Splitter-Board und verwandeln sie in TTL-Signale, ausserdem geben sie die Signale von den Verstärker/Diskriminator-Boards über das Splitter-Board an das VME-STAM weiter. Die Delays, Gate-Weite und Signal-Schwellen sind per Software getrennt für jedes Acquisition-Board einstellbar. Ein Acquisition-Board kann die Signale von maximal acht Verstärker/Diskriminator-Boards verarbeiten.

Die Verstärker/Diskriminator-Boards besitzen acht Eingangskanäle und erhalten die Signale der Drähte einer Streamer-Tube oder von acht Influenz-Pads. Das Design der Module ist den jeweiligen Aufgaben und Signalpolaritäten angepasst. Sie verstärken diese Signale, vergleichen sie mit der Schwellenspannung, die sie von ihrem Acquisition-Board erhalten, und übertragen die Daten digital dorthin.

Die Auslese der einzelnen Draht- bzw. Pad-Kanäle erfolgt also rein digital, d.h. nur die Information, ob ein Kanal über der eingestellten Signalschwelle liegt, wird registriert. Diese Informationen werden auf den Ausleseboards serialisiert, um dann im auf VME basierenden Controller wieder parallelisiert und der Software zur Verfügung gestellt zu werden. Zur Entkoppelung der analogen und digitalen Schaltungsteile sind die analogen Teile auf separaten Boards untergebracht, die sich nahe an den Elektroden befinden, was zusätzlich eine Verkürzung der störungsanfälligen Kabelstrecken bewirkt. Ausserdem verfügen sie über eine separate Versorgungsspannung. Bei der Untersuchung der Auslese-Elektronik des Myonspurdetektors wurde festgestellt, dass der zeitliche Ablauf der Triggerung, sowie die unmittelbar darauf folgende Serialisierung der Daten zu einem zusätzlichen Störeinfluss führt, der zusätzlich noch durch ungeschickte Masseführung verstärkt werden kann. Daher wurde der Zeitpunkt der Triggerung so verändert, dass der Ausleseprozess nun von der Phase der Triggerung entkoppelt ist. Bei der ursprünglichen Elektronik ist das Einspeichern der Daten nur möglich, wenn zeitgleich das externe Triggersignal anliegt. Dieses Signal kann aber auch auf die Vorverstärkereingänge koppeln, wodurch weitere Signale vorgetäuscht werden, die dann auch registriert und weitergeleitet werden. Im neuen Aufbau wird nun grundsätzlich eine Einspeicherung der Daten vorgenommen. Aus den Datensignalen wer-

den werden zeitlich versetzte Löschnsignale für die Register abgeleitet. Das Triggersignal unterbindet diese Löschnsignale für ein bestimmtes Zeitfenster nach einem gültigen Ereignis.

## 4 Untersuchung der Detektor-Eigenschaften

Zum Test der Detektoren wurde im Keller des Zentraldetektors, also am Ort der späteren Verwendung der Streamer-Tubes, ein Teststand aufgebaut. Er besteht aus einem Modul, d.h. sechs Streamer-Tubes mit Pad-Auslese-System (Abb. 4.1). Es besitzt also 48 Draht- und 192 Pad-Kanäle auf einer Fläche von  $1000 \times 2750 \text{ mm}^2$  und ist mit der speziell entwickelten Elektronik bestückt. Zusätzlich ist noch ein Szintillator-Teleskop vorhanden, mit dem

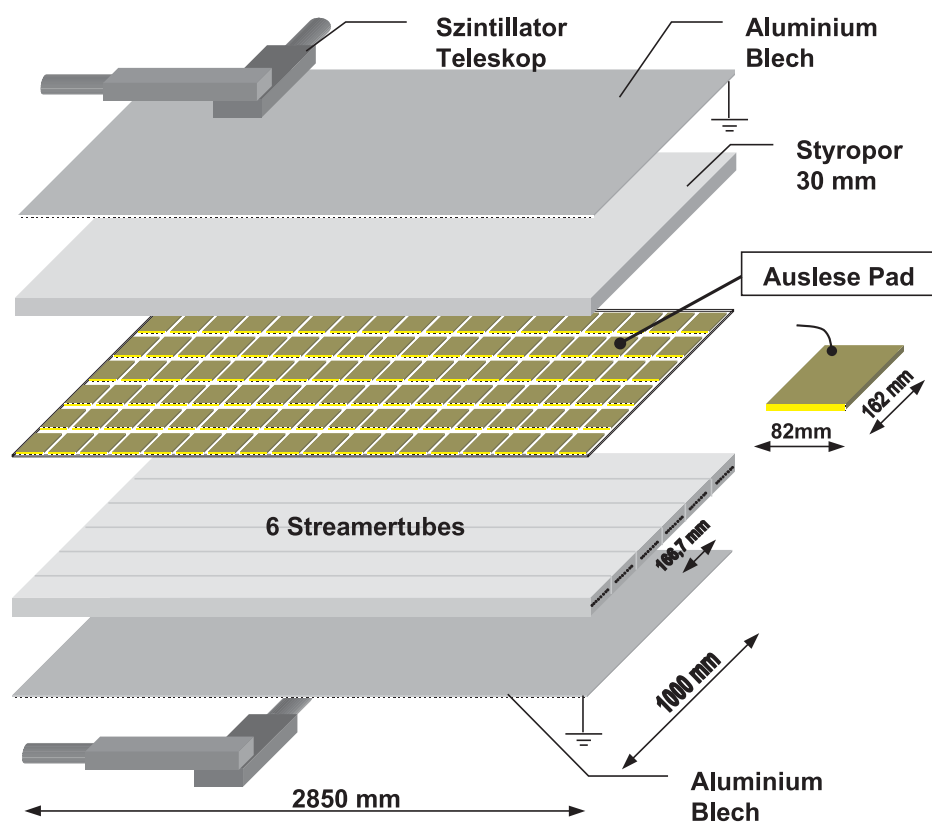


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Streamer-Tube-Teststands mit Szintillator-Triggerteleskop

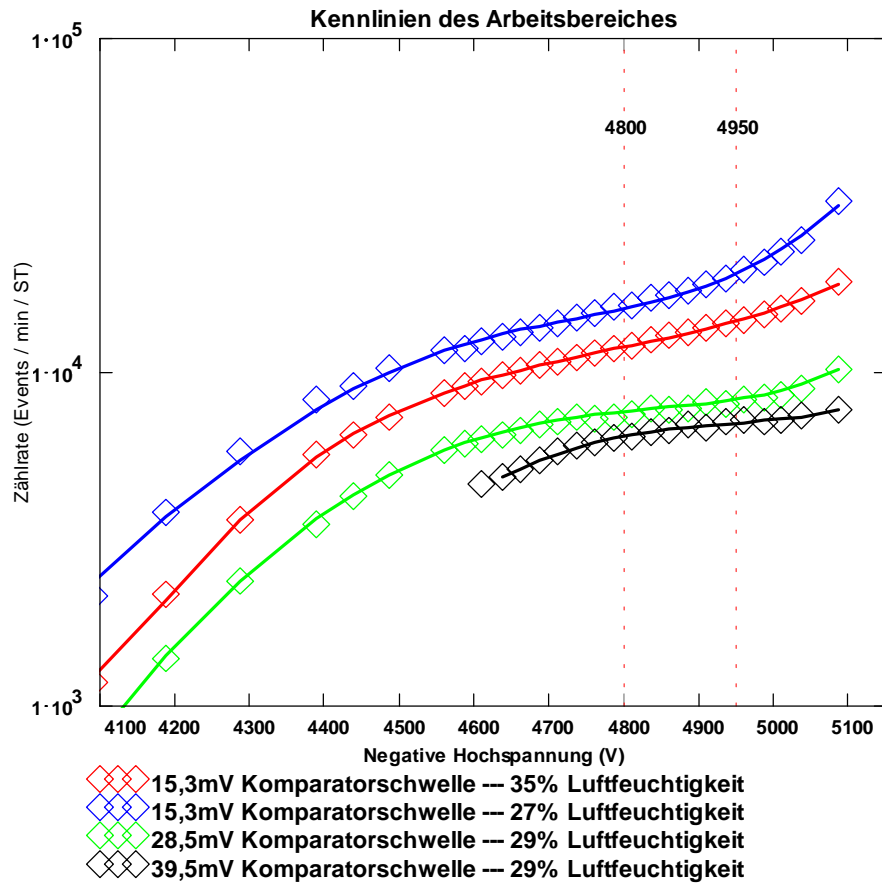


Abbildung 4.2: Kennlinien der Streamer-Tubes bei unterschiedlicher Luftfeuchtigkeit und verschiedenen Signalschwellen

die Detektoren getriggert werden können. Die Szintillatoren haben ungefähr die Fläche eines Pads. Als Zählgas wird  $\text{CO}_2$  verwendet, da es die notwendigen Löscheigenschaften besitzt und ausserdem nicht genehmigungspflichtig ist, im Gegensatz zu anderen Zähl/Löschgasen (z.B.: Argon/Isobutan). Die Detektoren werden im Auslösebereich (Geiger-Müller-Bereich) betrieben, dabei liegen die Kathodenprofile auf einer Hochspannung von ca.  $-5 \text{ kV}$ . Der Vorteil einer so gepolten Hochspannungsversorgung ist, dass die Signalauskopplung an den Drähten wesentlich vereinfacht wird, wenn sie auf Masse liegen. Zur Bestimmung des Arbeitsbereichs der Streamer-Tubes wurde ihre Kennlinie aufgenommen. In Abb. 4.2 sind die Kennlinien für unterschiedliche

äussere Bedingungen aufgetragen. Man kann deutliche Abhängigkeiten von der Luftfeuchtigkeit erkennen, was durch Kriechströme zu erklären ist. Das Plateau des Auslösebereichs ist jedoch immer deutlich erkennbar.

## 4.1 Elektroniktests

Bevor mit dem Teststand die Eigenschaften der Detektoren untersucht werden konnten, wurde die korrekte Funktion der Elektronik überprüft. Es zeigte sich, dass der Daten-Transfer über den seriellen Bus und die computergesteuerte Einstellung der Schwellen, Delays und der Gate-Weiten einwandfrei funktionieren. Die Datenaufnahme und der serielle Transport der Daten zum VME-System sind zeitlich komplett getrennt. In ersten Messungen gab es sehr viele Ereignisse, bei denen fast alle Pad-Kanäle des Teststandes ansprachen. Der Grund dafür fand sich in beträchtlichen Spannungsschwankungen auf den Masseleitungen, die dazu führten, dass an den Komparatoren Signale gefälscht wurden. Daher wurden diverse Verbesserungen in der Masseführung vorgenommen. Eine niederimpedante Systemmasse, die über dicke Leitungen mit der Erdmasse verbunden ist, wird nun verwendet. Die analogen Schaltungsteile werden mit kurzen, dicken Leitungen mit der Systemmasse verbunden, die digitalen Schaltungsteile werden mit einer separaten Masse verdrahtet, die in der Nähe der Spannungsquelle mit der gemeinsamen Masse verbunden ist. Diese Korrekturen führten dazu, dass solche Ereignisse nicht mehr auftreten.

## 4.2 Homogenitätsuntersuchungen

Eine wichtige Anforderung an die Detektoren ist die über den gesamten sensitiven Bereich gleichmäßige Antwort des Detektors auf einfallende Teilchen. Es zeigte sich, dass sich ein stabiler Betriebszustand der Streamer-Tubes erst nach etlichen Tagen ununterbrochener Laufzeit einstellt. Davor kommt es zu starken räumlich variierenden Schwankungen in der Zählrate der Tubes, die auf verunreinigungsbedingte Entladungen zurückzuführen ist. Nachdem ein stabiler Zustand der Detektoren erreicht war, wurde der Teststand durch ein

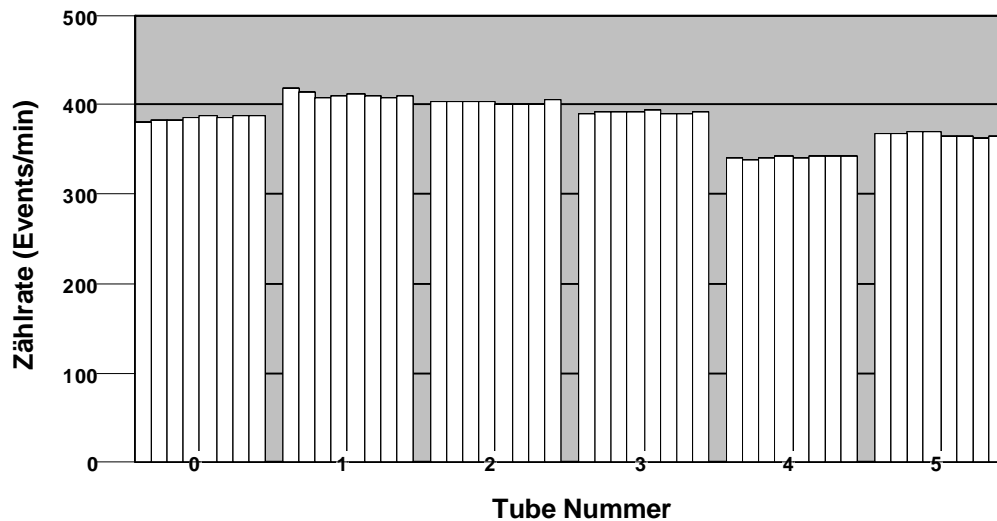


Abbildung 4.3: *Homogenität der Draht-Signale*

logisches ODER aller Draht-Kanäle getriggert. Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis der Homogenitätsuntersuchung der Draht-Signale. Aufgetragen sind die Zählraten der je acht Draht-Zweiergruppen der sechs Streamer-Tube-Detektoren. Eine gute Übereinstimmung innerhalb eines Detektors ist zu erkennen. Zwischen den Tubes sind jedoch größere Unterschiede zu bemerken. Untersuchungen ergaben, dass der Grund hierfür in Abweichungen der Referenzspannung an den Komparatoren liegt, welche durch Ungenauigkeiten in den DA-Wandlern, die diese Spannung liefern, hervorgerufen werden. Diese Unterschiede machen sich nur zwischen den Streamer-Tubes bemerkbar, da alle Kanäle einer Tube mit dem selben Analog Board und damit auch mit dem selben Komparator verbunden sind. Durch entsprechende Änderung der Schwellenwerte lassen sich die Zählraten zwischen den Tubes abgleichen.

Führt man die gleiche Untersuchung für die Influenz-Pads durch, so erhält man ein ähnliches Bild (Abb. 4.4). Die Schwankungen sind jedoch sowohl innerhalb einer Achtergruppe (zwei Reihen von je vier Pads entlang der Tubes) von Pads, die auf dem selben Komparator liegen, als auch zwischen diesen



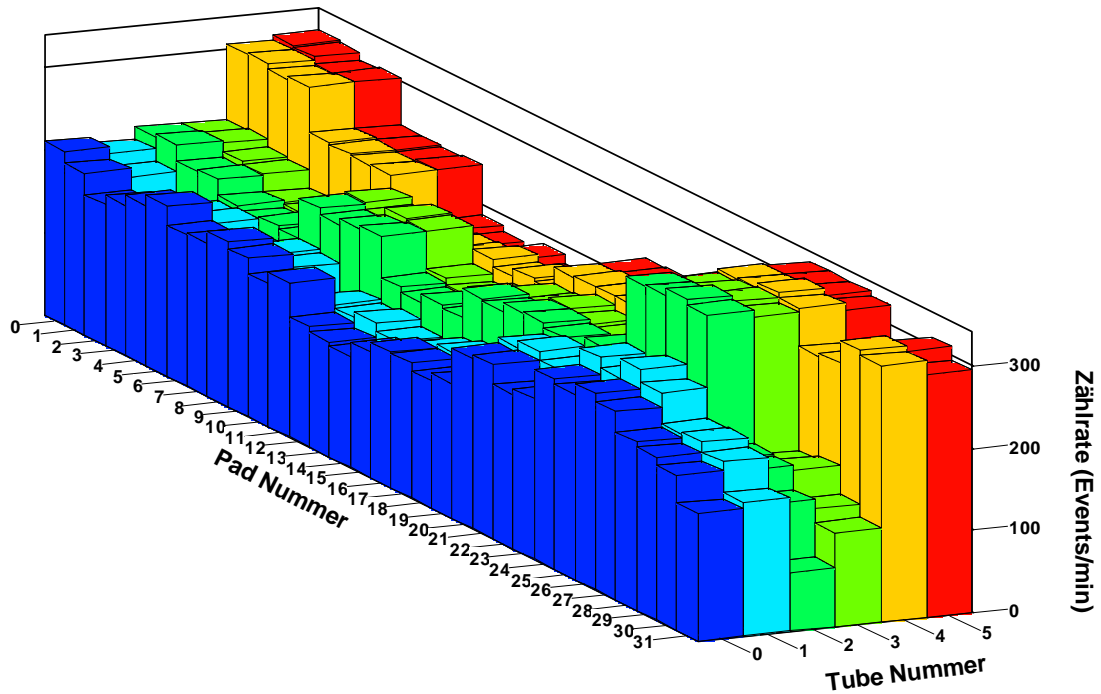


Abbildung 4.4: Zur Homogenität der Pad-Signale

Gruppen größer als bei den Drähten. Der Grund hierfür dürfte hauptsächlich in Unzulänglichkeiten des Prototyp-Padauslesesystems bestehen. Die Pads wurden von Hand mit doppelseitigen Klebeband an der PVC-Platte befestigt, was zu Wölbungen in den Pads führen kann, d.h. der Abstand der Pads zu den Drähten variiert leicht. Dies beeinflusst die Zählraten. Durch die maschinelle Serienherstellung des Pad-Systems hat sich die Homogenität der Pad-Signale deutlich verbessert.

### 4.3 Untersuchung des Signal-Übersprechens

Zur Untersuchung des Übersprechens zwischen benachbarten Pads wurde der Teststand über ein logisches UND der Szintillatoren des Teleskops getriggert.

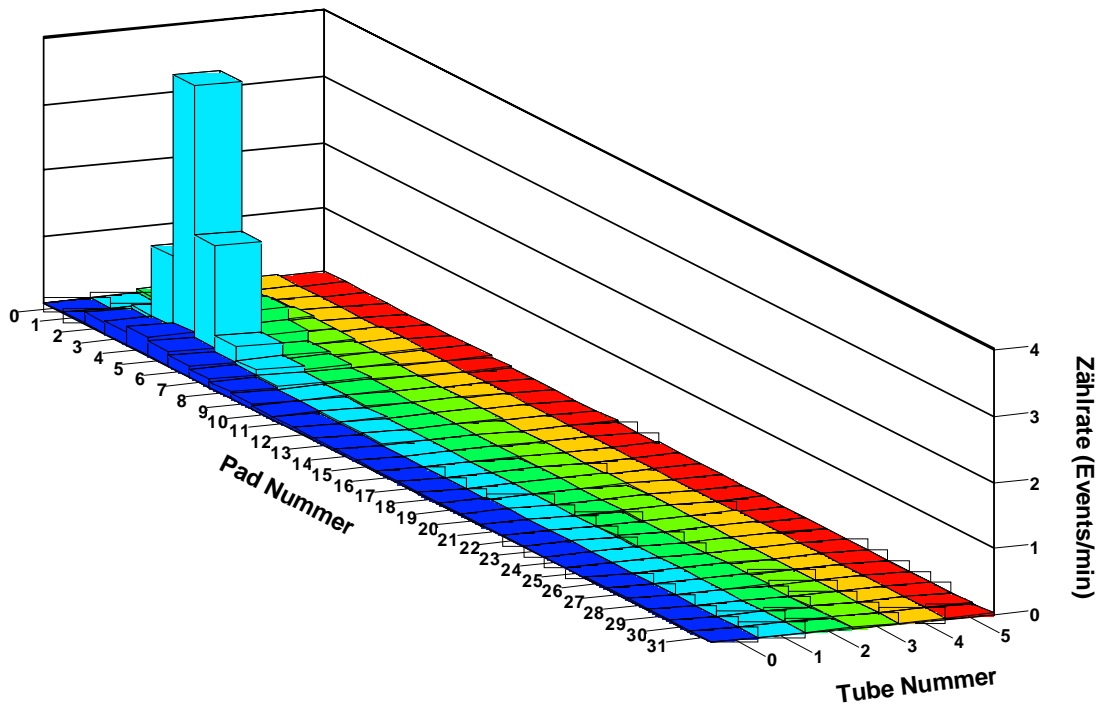


Abbildung 4.5: Übersprechen zwischen Pads (*integral*)

In Abb. 4.5 sind die Zählraten der Pads über ihrer Position aufgetragen. Die Spitze in der Verteilung entspricht dem durch das Teleskop selektierten Pad. Man erkennt deutlich, dass das Übersprechen entlang der Tube wesentlich ausgeprägter ist als quer zu ihr. Dies ist zu erwarten, da sich entlang der Drähte die Ladungswolke weiter ausbreiten kann als senkrecht zu ihnen. In dieser integralen Messung lässt sich jedoch das direkte Übersprechen zwischen den Pads nicht von Effekten trennen, die durch die Grösse der entstehenden Ladungswolken oder die Geometrie des Teleskopaufbaus bedingt werden. Zur weiteren Untersuchung wurde ein modifiziertes Datenaufnahmeprogramm verwendet, mit dem eine Event-by-Event-Aufnahme der Daten möglich ist. Für diese Untersuchung wurde für alle aufgenommenen Ereignisse die Anzahl der angesprochenen Pads entlang der Tube ermittelt, über der sich das selektierte Pad befindet. Diese Zahl (gestrichelt) ist in Abb. 4.6 aufgetragen, zusammen mit der, als Clustergrösse (durchgezogen) bezeich-

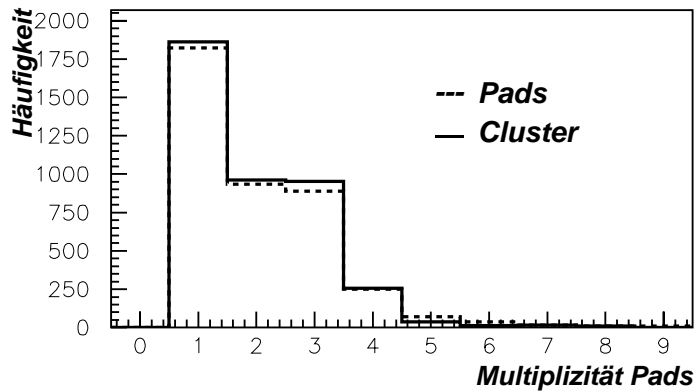


Abbildung 4.6: Übersprechen zwischen Pads, mit Event-by-Event Analyse

neten Multiplizität zusammenhängender Pads im Bereich des Szintillator-Teleskops. Man kann in dieser Darstellung erkennen, dass die Clustergrösse gut mit der Anzahl ansprechender Pad übereinstimmt, was auf sehr wenig Untergrund durch zufällige Koinzidenzen schließen lässt. Andererseits bedeutet es jedoch auch, dass relativ häufig zwei bis drei Pads gleichzeitig

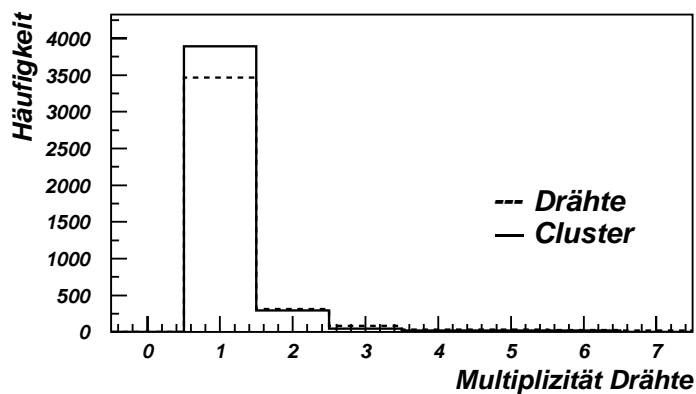


Abbildung 4.7: Übersprechen zwischen Drähten, mit Event-by-Event Analyse

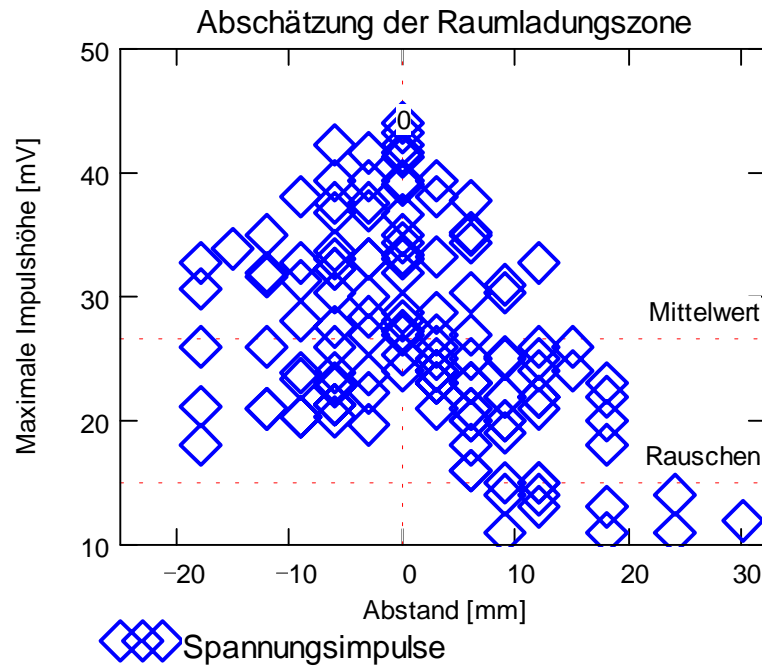


Abbildung 4.8: *Ladungswolkengröße in den Streamer-Tubes*

ansprechen. In diesen Fällen muss der Ort des Teilchentreffers durch Schwerpunktbildung bestimmt werden.

Eine ähnliche Untersuchung wurde auch für die Drahtsignale durchgeführt. Hier ist es jedoch nicht möglich, durch das Szintillator-Teleskop einen bestimmten Bereich auszuwählen. Daher wurde hier die Gesamtzahl angesprochener Drähte (gestrichelt), sowie die Clustergröße benachbarter angesprochener Drähte (durchgezogen) aufgetragen (Abb. 4.7). Man kann in diesem Bild erkennen, dass bei den Drähten wesentlich weniger Übersprechen auftritt als bei den Pads, dass es jedoch häufiger zu zufälligen Koinzidenzen kommt.

Weiterhin wurde die Ausdehnung der Ladungswolke innerhalb der Tubes untersucht. Dazu wurde an einer Stelle ein Influenz-Pad durch einen in Drahtichtung feiner segmentierten Aufbau ersetzt, der mit einem Oszillograph ausgelesen wird. In Abb. 4.8 ist das Ergebnis dieser Messung für verschieden hohe Ladungsimpulse gemeinsam aufgetragen. Die Größe der Raumladungszone ergibt sich danach zu ca. der Hälfte bis zwei Drittel der

Padgröße, was einem üblichen Verhältnis dieser beiden Größen entspricht.

Mit dem gleichen Messaufbau, d. h. Triggerung durch das Szintillator Teleskop, wurde auch die Effizienz und der Untergrund des Detektors bestimmt. Zur Bestimmung des Untergrunds wurde die mittlere Zählrate in der Hälfte des Teststandes, die nicht die Peakposition enthält, bestimmt. Sie wurde mit der Peakzählrate verglichen; damit ergibt sich eine Untergrundrate von ca. 1 %; sie variiert leicht mit der Schwelleneinstellung. Für die Effizienzbestimmung wird betrachtet, ob bei Ereignissen, die vom Szintillator Teleskop getriggert werden, mindestens ein Draht und ein Pad im selektierten Bereich angesprochen haben. Es ergibt sich eine Effizienz des Detektors von ca. 82 %, was für das verwendete Löschgas den Erwartungen entspricht.

# 5 Die Streamer-Tubes im Gesamtsystem

## 5.1 Installation der Detektoren

Mit der Erweiterung der Myon-Nachweisfläche um eine Lage von Streamer-Tube-Detektoren im Keller des Zentraldetektors wurde dort eine Flächenbelegung von 75% erreicht, was ungefähr einer Verdopplung gegenüber der Fläche der MWPC entspricht. Der Einbau der Streamer-Tubes erfolgte in 90 Modulen (6 Reihen von jeweils 15 Modulen), die jeweils aus 6 einzelnen Kammern bestehen. Je zwei dieser Reihen schließen lückenlos aneinander an, dann folgt ein Abstand von 50 cm, der durch die Betonstützpfeiler des Zentraldetektorgebäudes bedingt ist. Abb. 5.1 zeigt ein schematisches Bild der Detektoranordnung im Keller des Zentraldetektors. Die Streamer-Tubes eines

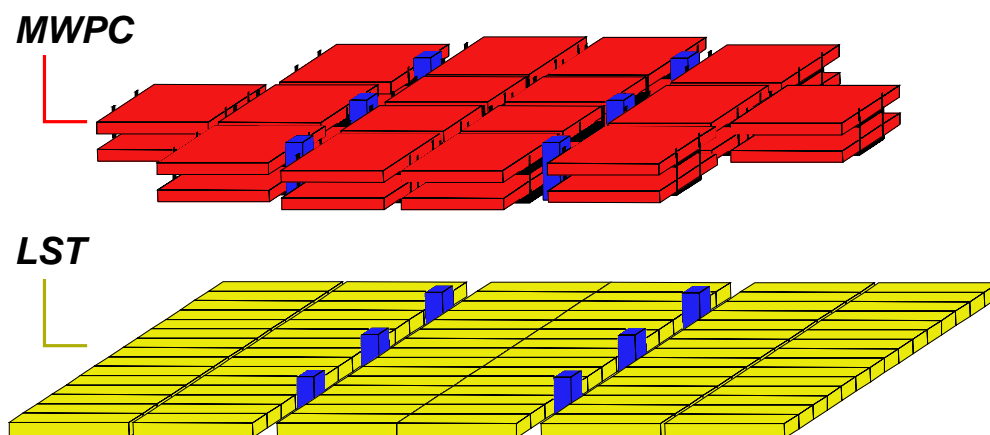


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Lage von Streamer-Tube-Detektoren und den darüberliegenden zweilagigen Vieldraht-Proportionalkammern; der Abstand zwischen den beiden Komponenten ist nicht maßstabsgetreu

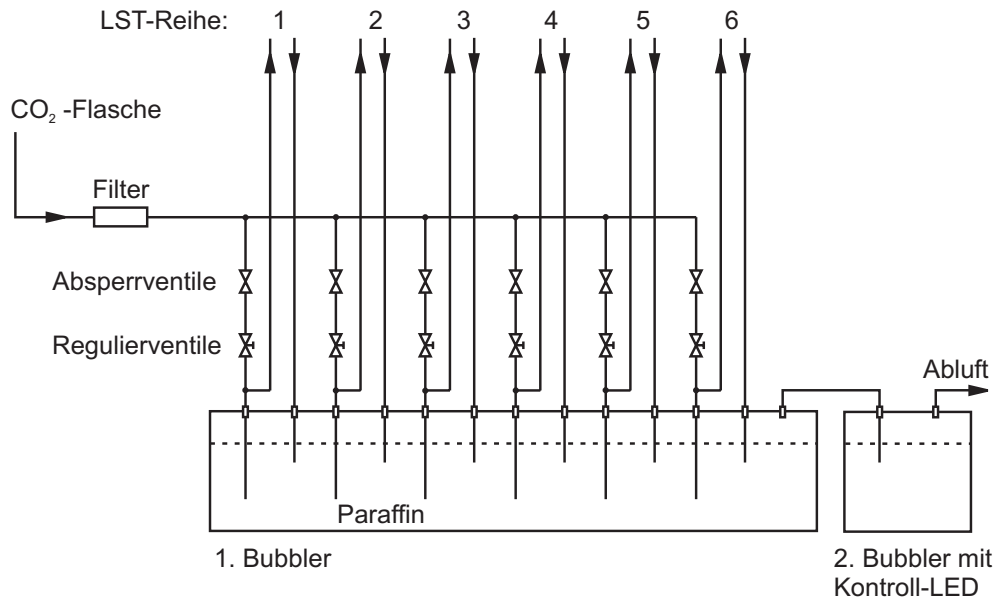


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Gasversorgungssystems der Streamer-Tubes

Moduls sind gemeinsam auf einem Trägergestell montiert. Die Montageeinheiten sind mit Gewindestangen an den Eisenträgern der MWPC befestigt, was eine einfache Justierung der Module ermöglicht. Der Abstand zwischen den Streamer-Tubes und den beiden Lagen der MWPC beträgt  $62\text{ cm}$  bzw.  $24\text{ cm}$ . Der Aufbau der Detektormodule entspricht dem Teststand, bis auf die in Abschnitt 3.2 erläuterten Änderungen am Padsystem. Die Abmessungen eines Moduls betragen  $2850 \times 1000\text{ mm}^2$ , mit einer sensitiven Fläche von  $2750 \times 1000\text{ mm}^2$ . Ein Modul besitzt 48 Draht- und 192 Padkanäle (32 pro Tube). Die Streamer-Tubes werden mit  $\text{CO}_2$  der Reinheit 4.5 (99.995 vol%) als Zähl- und Löschgas betrieben. Die Gasversorgung erfolgt parallel für die Modulreihen und seriell innerhalb der Reihen (Abb. 5.2). Die Durchflussmenge beträgt  $0.8\text{ l/h}$  pro Reihe, der Gesamtverbrauch liegt bei  $5\text{ l/h}$ . In den LST herrscht ein leichter Überdruck von ca.  $3\text{ mbar}$  gegenüber der Umgebung, was im Falle kleiner undichter Stellen das Eindringen verunreinigender Gase verhindern kann. Allerdings wurde bisher kein überhöhter Gasverbrauch festgestellt, der auf solche Lecks hindeuten könnte.

Die Streamer-Tubes dreier Module werden vom selben Hochspannungs-

Kanal versorgt, wobei das Kathodenprofil auf  $-5\text{ kV}$ , der Anodendraht auf Masse liegt, wodurch die Signalauskopplung wesentlich erleichtert wird.

## 5.2 Datenaufnahme-Elektronik

Da die Vorverstärker-Boards jeweils acht Kanäle verarbeiten können, werden pro Modul sechs solcher Boards für die Drahtsignale und 24 für die Signale der Pads benötigt. Die Anordnung der Pad-Boards erfolgt dabei so, dass ein Board die Signale von jeweils vier Pads auf zwei benachbarten Tubes aufnimmt. Diese Anordnung minimiert die Kabellängen für die störungsanfälligen analogen Signale. Die Acquisition-Boards können die Ausgangssignale von acht Vorverstärker-Boards weiterverarbeiten; es werden also pro Modul vier solcher Boards benötigt, wobei eines die Signale der sechs Draht-Boards aufnimmt und drei die Pad-Board-Signale weiterverarbeiten. Auch bei der Positionierung dieser Boards (siehe Abb. 5.3) auf den Modulen wurde wiederum auf eine Minimierung der Kabelstrecken geachtet. Die Acquisition-Boards sind seriell mit einem der VME-STAM verbunden, wobei pro Modulreihe zwei VME-STAM-Kanäle benötigt werden, zu denen die Signale von sieben bzw. acht Modulen übertragen werden.

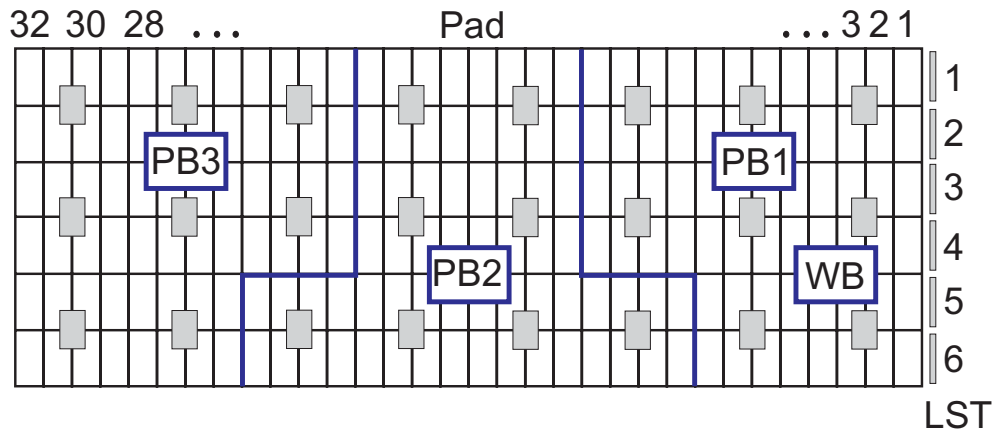


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Datenaufnahme-Elektronik, PB1-3 zeigen die Positionen der Pad-Boards, WB die des Draht-Boards, die grauen Rechtecke symbolisieren die Acquisition-Boards, die dickeren Linien trennen die Bereiche, die jeweils einem Pad-Board zugeordnet sind



## 5.3 Einbindung in KASCADE

Die Anbindung des LST-Detektorsystems an das KASCADE-Experiment erfordert sowohl Hardware- als auch Software-Arbeiten, um die Detektoreinstellungen anzupassen und die Daten der LST mit den anderen Detektor-komponenten von KASCADE zusammenzubinden.

### 5.3.1 Datenaufnahme-Software

Zur Erfassung der von der LST-Elektronik gelieferten Daten wurde ein Datenaufnahme-Programm in C/C++ geschrieben. Das Programm läuft auf einem PC unter LINUX, der über ein VME-Interface die Messdaten von der Streamer-Tube-Elektronik erhält. Die Messdaten werden vom Datenaufnahmeprogramm im ZEBRA-Format [ZEB95], das für das gesamte KASCADE-Experiment verwendet wird, abgespeichert. Dies kann sowohl unabhängig, als auch in Verbindung mit den kompletten KASCADE-Daten geschehen, wofür die LST-Daten an einen zentralen Event-Builder [Wie97] weitergegeben werden, der anhand der mitgelieferten Zeitinformation die passenden Ereignisse der verschiedenen Komponenten verbindet. Weiterhin unterstützt das Programm die softwareseitige Einstellung von Schwellen, Delays und Gate-Weiten. Eine graphische Oberfläche vereinfacht die Bedienung des Programms.

### 5.3.2 Delays und Schwellen

Zur hardwareseitigen Anbindung der Streamer Tube Lage an die gemeinsame Messung des KASCADE-Experiments wurden zunächst die Delayeinstellungen optimiert. Dies erfolgte in zwei Schritten, einerseits müssen die Delays zwischen den LST-Modulen errechnet werden, andererseits müssen Datenauslese und Triggerung aufeinander abgestimmt werden. Da der Trigger seriell an die Acquisition-Boards verteilt wird, ergeben sich die Delayeinstellungen zwischen den Modulen entsprechend ihrer Position in einer der Auslese-Ketten anhand der Kabellängen. Zur Einstellung der Delays müssen die Verzögerungszeiten in digitale Einheiten umgerechnet werden, wie sie in die Delay-Einheiten eingespeichert werden können. Abb. 5.4 zeigt den Ver-

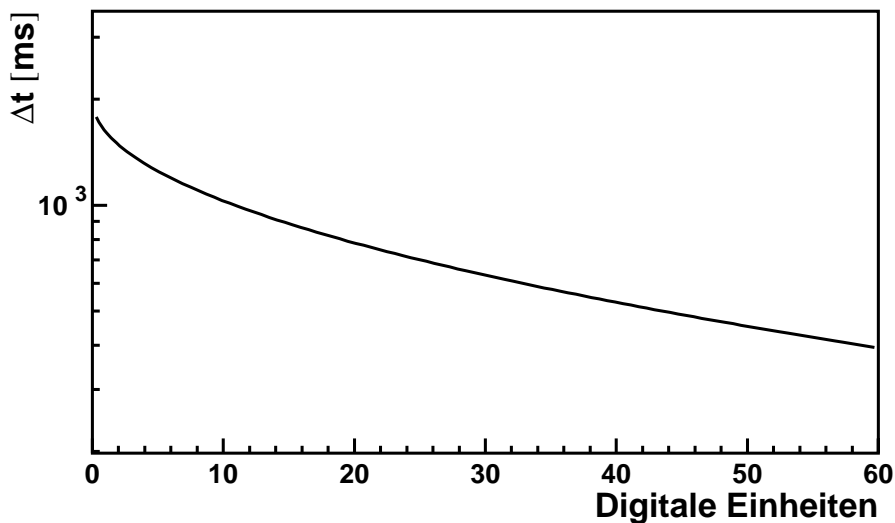


Abbildung 5.4: Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Einstellung an den Delayeinheiten

lauf der Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Einstellung an den Delay-Einheiten. Das Delay des Triggersignals bezüglich des gesamten LST-Systems wurde anhand einer Testmessung optimiert, bei der durch schrittweise Änderung des Delays die Einstellung gesucht wurde, bei der der Detektor die höchste gleichmäßige Zählrate liefert. Abb. 5.5 zeigt die Zählraten der Module der zweite Reihe von LST-Detektoren, in den oberen zwei Bildern für falsche Delayeinstellungen, im unteren nach der Optimierung. Dieser Vorgang wurde über die entsprechende graphische Oberfläche des Datenaufnahmeprogramms manuell durchgeführt. Aus den oberen beide Grafiken ist auch ersichtlich, dass die Delays zwischen den Modulen noch optimiert werden mussten, da nicht bei allen Modulen Trigger und Daten immer im gleichen Zeitfenster vorhanden waren. Die Ab- bzw. Zunahme der Zählrate in zwei Blöcken entlang der Streamer-Tube-Reihe erklärt sich durch die serielle Auslese in zwei Ketten. Ist das globale Delay nicht korrekt eingestellt, wirkt sich das durch die unterschiedlichen lokalen Delays verschieden stark aus. Das globale Delay ergab sich dabei zu  $4.7 \mu s$ . Zur Einstellung des Delays wurden die Schwellen für die Signale erhöht um sicher zu gehen, dass man Signale von

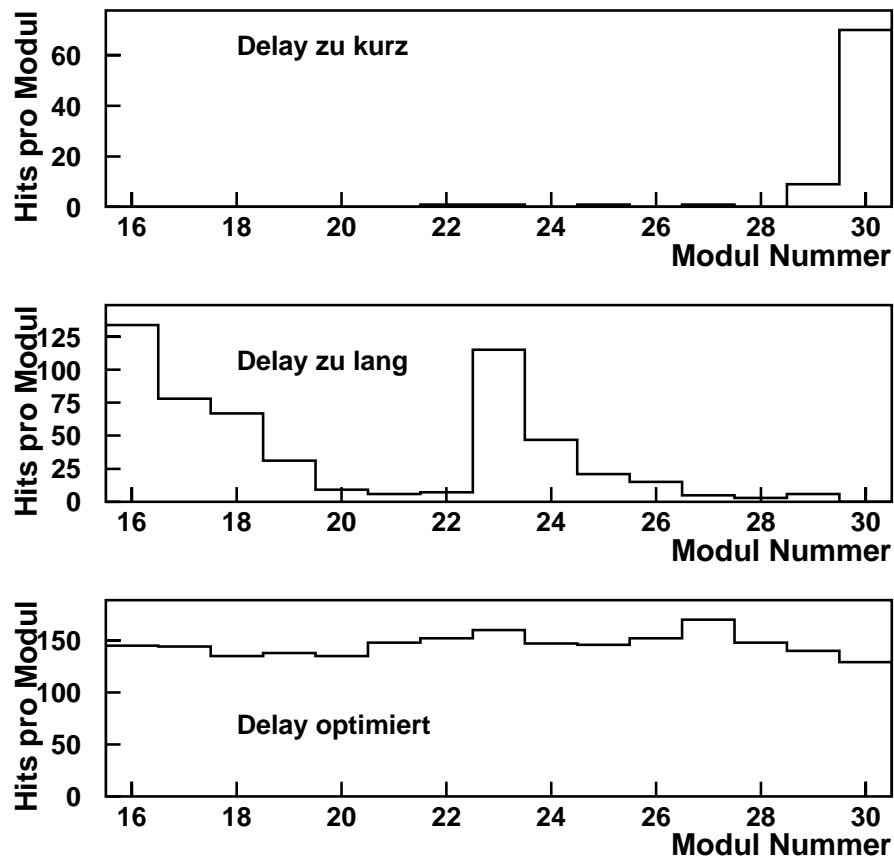


Abbildung 5.5: Verhalten der Zählrate in den Streamer-Tube-Modulen für unterschiedliche Delay Einstellungen. Dargestellt ist die zweite der sechs LST-Reihen (Module 16-30)

Teilchentreffern zur Optimierung verwendet. Anhand von Testmessungen zur Signalhöhe wurde die Schwelleneinstellung für die Datenaufnahme festgelegt. Es wurden einheitlich für die Drahtkanäle  $30\text{ mV}$  und für die Padkanäle zu  $20\text{ mV}$  eingestellt.

## 5.4 Test der Funktion der Detektoren

Entsprechend der Untersuchungen, die mit dem Teststand durchgeführt wurden, wurden auch mit dem LST-System im Zentraldetektor Tests durchgeführt, anhand derer die Funktion der Detektoren untersucht werden kann. Dabei wurden anfangs Untersuchungen gemacht, die sich nur Daten der LST-Detektoren zunutze machen. Abb. 5.6 zeigt beispielsweise die Verteilung der Anzahl benachbarter angesprochener Pads (oberes Bild) und Drähte (mittleres Bild) bei Teilchentreffern. Man kann hier in Übereinstimmung mit den

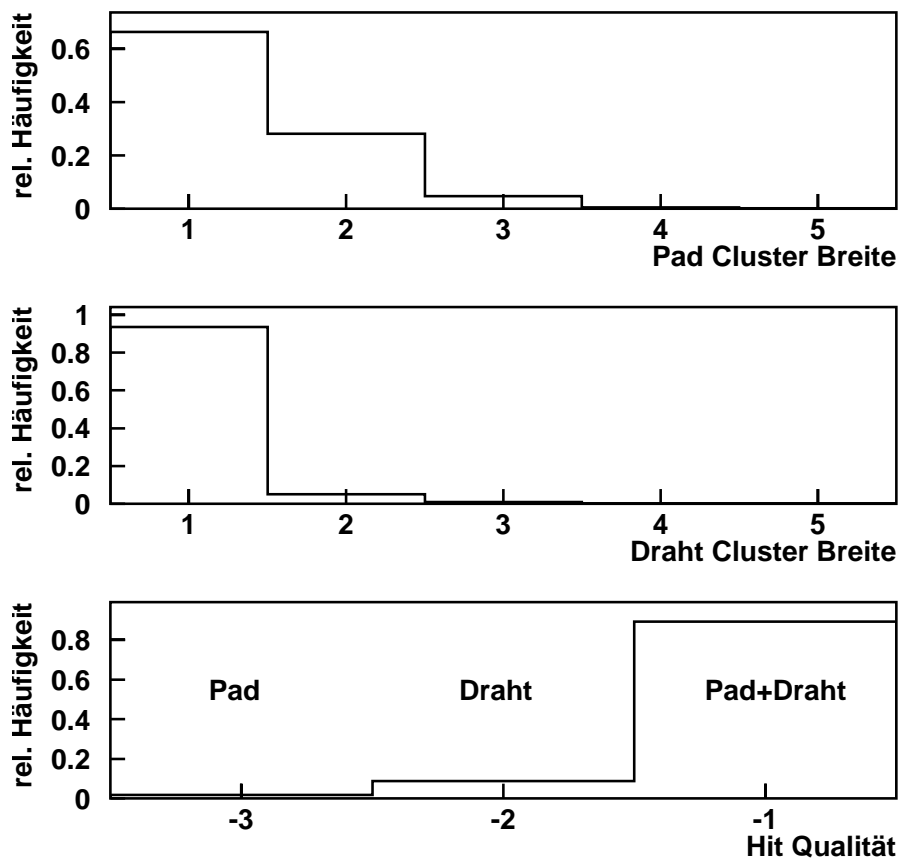


Abbildung 5.6: Zur Qualifizierung von Hits werden Clusterbreiten und die Hit-Qualität verwendet

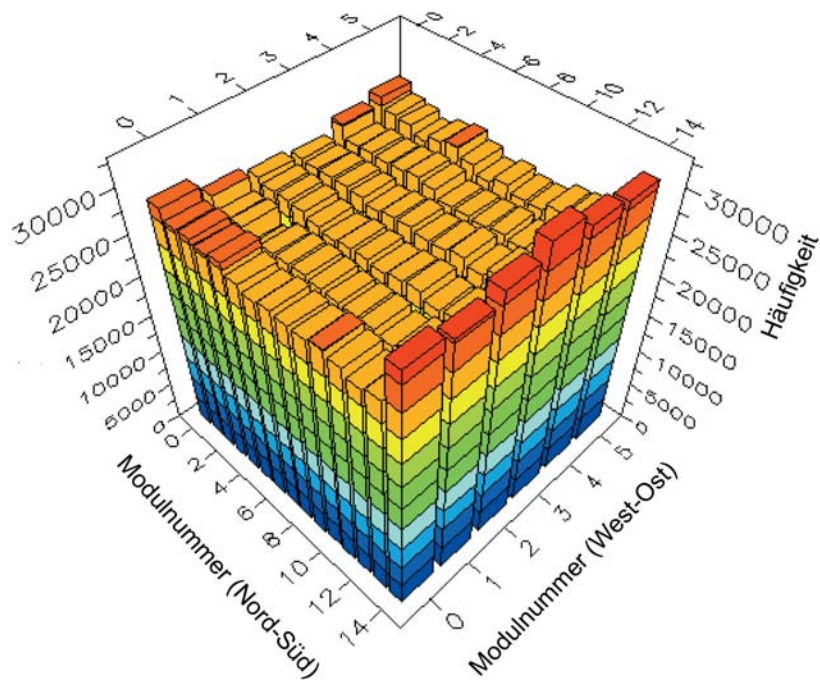


Abbildung 5.7: *Akkumulierte Treffer eines LST-Messlaufs zur Veranschaulichung der Homogenität der Detektorantwort*

Messungen am Teststand erkennen, dass ein Signalübersprechen in nennenswertem Maß nur bei den Pads vorkommt und dort in den seltensten Fällen zu mehr als zwei benachbarten angesprochenen Pads führt. Für die Pad-Analyse wurden hierbei nur Ereignisse mit nur einem angesprochenen Draht pro Modul verwendet, um sicher zu gehen, dass man wirklich die Detektoreigenschaften untersucht und nicht die Überlagerung mehrerer Teilchen-Treffer. Für die Drahtsignalanalyse wurden Ereignisse mit nur einem Treffer pro Modul verwendet. Im unteren Teil der Abbildung ist der Anteil von Treffern, bei denen sowohl mindestens ein Draht und ein Pad ein Signal lieferten, im Vergleich zu Treffern nur mit angesprochenen Drähten bzw. Pads gezeigt. Auch hier wurden nur Ereignisse mit nur einem Treffer pro Modul berücksichtigt, um auf Detektoreigenschaften sensitiv zu sein, ungestört vom eventuellen Ein-

fluss sich überlagernder Treffer. In Abb. 5.7 sind die akkumulierten Treffer eines Messlaufs mit der LST-Lage aufgetragen. Man erkennt eine homogene Verteilung über die gesamte Detektorfläche, abgesehen von den äussersten Rändern (vor allem am südlichen und westlichen Rand). Die Überhöhung in diesen Bereichen ist darauf zurückzuführen, dass sich dort die Detektoren sehr nahe am Rand des Zentraldetektor-Gebäudes befinden und somit für schräg einfallende Teilchen nicht mehr die volle Abschirmung vorhanden ist. Betrachtet man diese Bereiche genauer, so zeigt sich, dass der Anstieg innerhalb der Module auch nur im äussersten Randbereich stattfindet. Anhand dieser und ähnlicher Untersuchungen zeigt sich, dass der Detektor den Spezifikationen entsprechend funktioniert und verstanden ist.

## 5.5 Test der Rekonstruktionsalgorithmen

Zur Untersuchung der Rekonstruktionsalgorithmen wurden die Ergebnisse der LST mit den Resultaten der MWPC und mit Simulationen verglichen. Da es sich bei den MPWC auch um Gaszähler handelt und sie direkt über der LST-Lage montiert sind, sollten sich die Ergebnisse in den beiden Detektorsystemen zugänglichen Bereichen nicht sehr unterscheiden. So zeigt Abb. 5.8 ein Beispiel für eine gemessene Trefferverteilung in den LST (schwarze Kreise). Zusätzlich sind die Schnittpunkte der Myonspuren aus der MWPC-Analyse mit der LST-Ebene berechnet worden, diese sind als dunkelgraue Sterne dargestellt. Ungepaarte Treffer in den MWPC, die also nur in einer der beiden Myonkammer-Lagen gemessen wurden, sind mit hellgrauen Sternen gekennzeichnet. Die Schnittpunkte dieser Treffer mit der LST-Ebene wurden anhand der rekonstruierten Schauerrichtung berechnet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Myonspuren mit den LST-Treffern in den Bereichen der LST-Ebene, die von MWPC überdeckt sind. Ausserdem erkennt man, dass auch einige der ungepaarten MWPC-Treffer in den LST eine Entsprechung finden; bei diesen war in der anderen MWPC-Ebene das Signal wohl zu klein oder wurde von der Rekonstruktion verworfen. Unter Berücksichtigung der MWPC-Daten, in den beiden Detektoren zugänglichen Bereichen, würde man in den LST die mit großen hellgrauen Kreisen markierten Treffer als Myonen rekonstruieren. Abb. 5.9 zeigt ein quantitatives Bild des Vergleichs zwi-

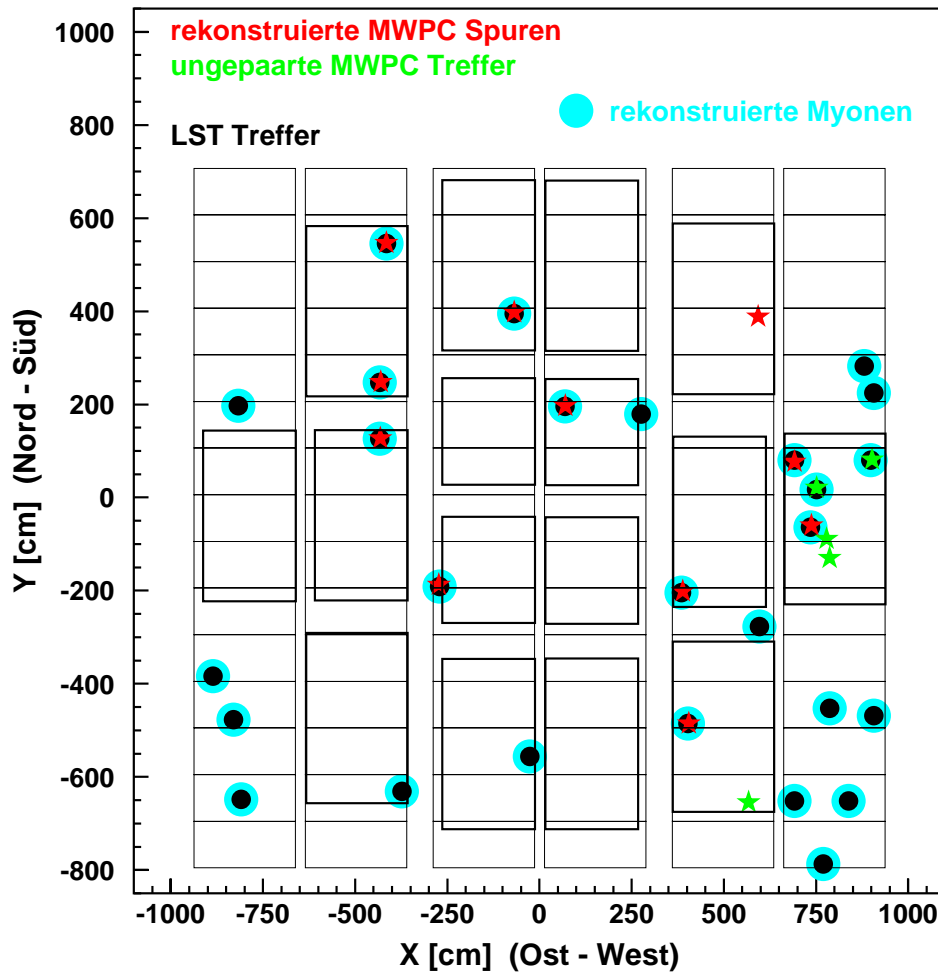


Abbildung 5.8: *Beispiel aus den gemessenen Daten für eine Hitverteilung in den LST und Vergleich mit den MWPC*

schen Myonspuren aus den MWPC und Treffern in den LST. Dargestellt ist im oberen Teil die Abweichung der LST-Treffer von den MWPC-Myonspuren in y-Richtung, was der Drahtrichtung der LST entspricht, und in x-Richtung (senkrecht zur LST-Drahtrichtung). Man erkennt, dass in beiden Richtungen die Abweichung ungefähr gleich groß ist und der Breite der Influenz-Pads entspricht. Dass senkrecht zur Drahtrichtung die Abweichung von der rekonstruierten Teilchenspur nicht geringer ist, liegt daran, dass bei dieser Unter-

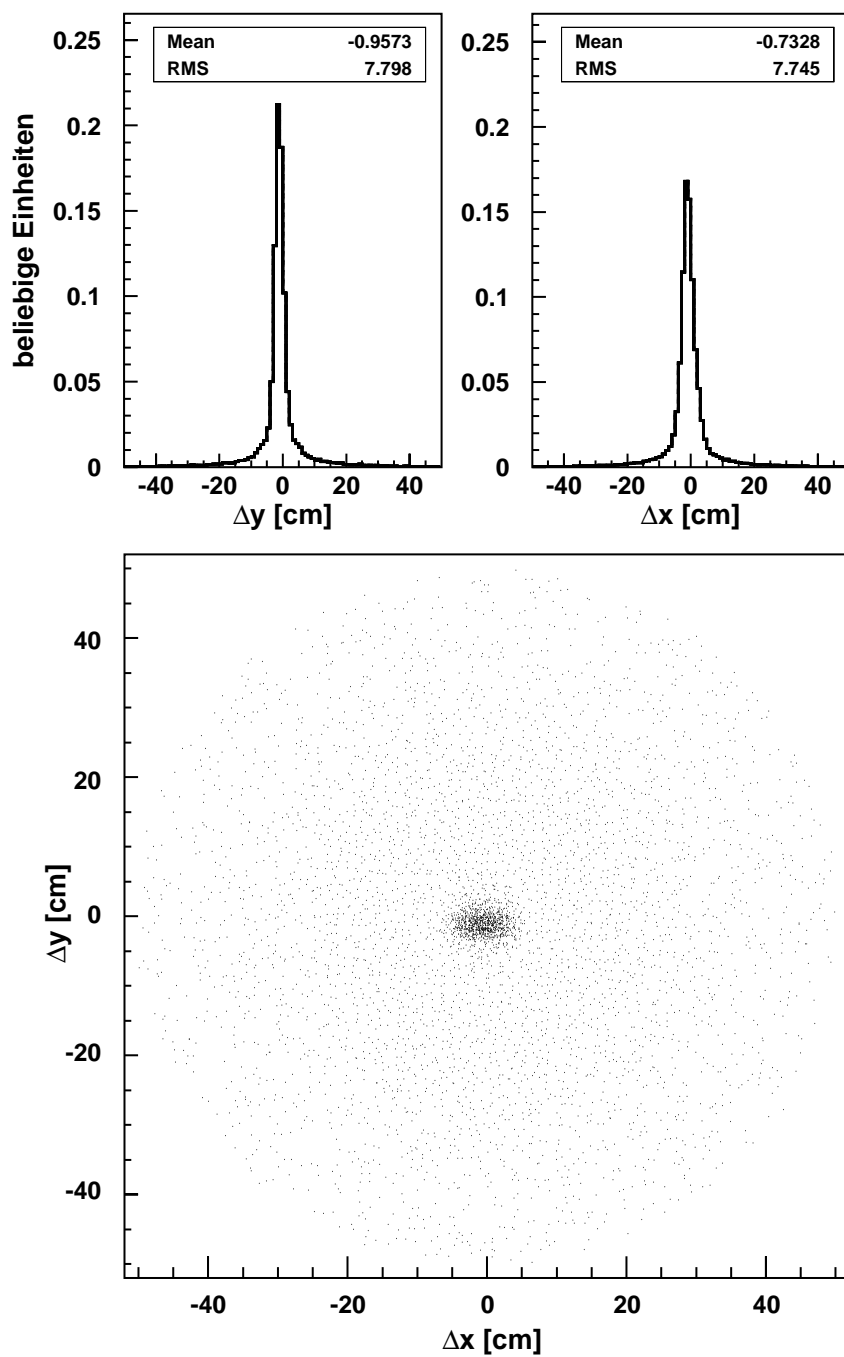


Abbildung 5.9: Abweichung der rekonstruierten *LST-Hits* von den *MWPC-Spuren*



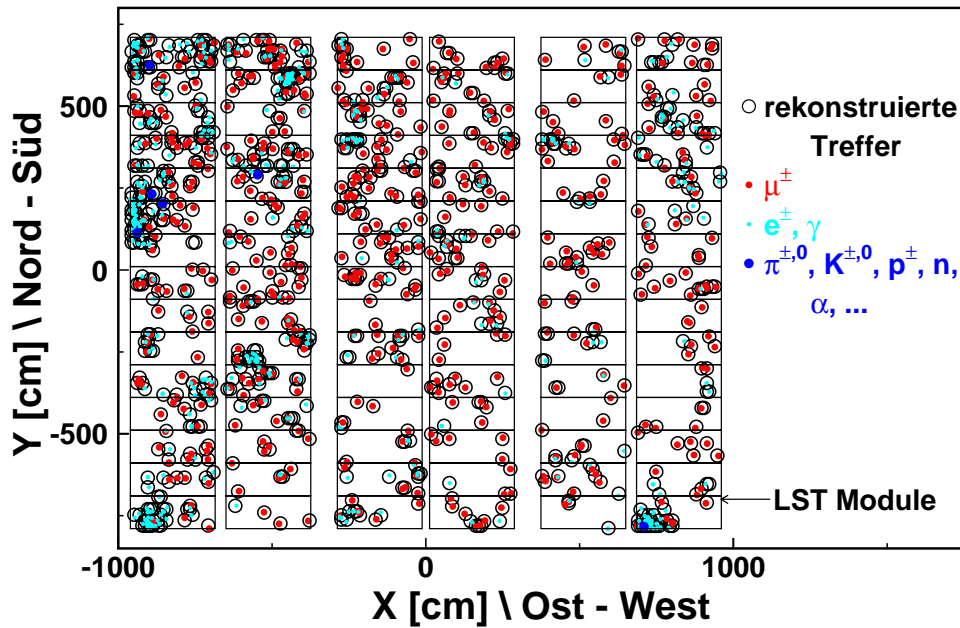


Abbildung 5.10: Rekonstruktion von Hits bei hoher Teilchendichte für verschiedene auslösende Teilchen

suchung nicht zwingend ein Drahtsignal in den LST gefordert wurde, es gibt somit Fälle, bei denen der Mittelpunkt des Pads als Teilchenort rekonstruiert wird. Im unteren Teil der Grafik ist die gleiche Verteilung 2-dimensional dargestellt worden, um zu verdeutlichen, dass keine systematischen Abweichungen zwischen MPWC-Spuren und LST-Hits zu erkennen sind.

Zur Rekonstruktion von Treffern bei hohen Teilchendichten, bei denen die Möglichkeiten der MWPC in der Qualität der Spurrekonstruktion nachlassen, wurden unabhängige Rekonstruktionsalgorithmen entwickelt, die auf einer statistischen Untersuchung der Muster einzelner Treffer beruhen [Ber03]. Zum Test dieser Trefferrekonstruktionsalgorithmen wurden Schauer mit hoher Teilchendichte in den LST simuliert (hohe Primärenergien, Schauerzentrum im Zentraldetektor). Bei diesen Schauern wurde als zusätzliche Information die Position der simulierten Teilchen direkt oberhalb der LST-Ebene ausgewertet. Diese Information wurde mit den rekonstruierten Teilchenorten verglichen. Abb. 5.10 zeigt beispielhaft die Funktion der Teilchenrekonstruktion in den LST bei hohen Teilchendichten. Offene schwarze Kreise symbolisieren rekonstruierte Treffer.

lisieren hierbei die rekonstruierten Teilchenorte, geschlossene Kreise die verschiedenen auslösenden Teilchen, mittelgraue Symbole entsprechen Myonen, hellgraue elektromagnetischen Teilchen und dunkelgraue Hadronen. Es lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Teilchenorte oberhalb des Detektors mit den rekonstruierten Teilchenpositionen erkennen. Die Rekonstruktionsalgorithmen der LST liefern also auch bei sehr hohen Teilchendichten korrekte Ergebnisse bezüglich Teilchenzahl und Teilchenposition.

## 5.6 Untersuchung der Effizienz der LST

Da sich die Effizienz eines Detektors aus mehreren Teilen (Detektoreffizienz, Rekonstruktionseffizienz) zusammensetzt, wurden auch unterschiedliche Untersuchungen durchgeführt um diese zu bestimmen. Zur Untersuchung der Rekonstruktionseffizienz wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, anhand derer diese Effizienz teilchenabhängig bestimmt werden kann. Abb. 5.11

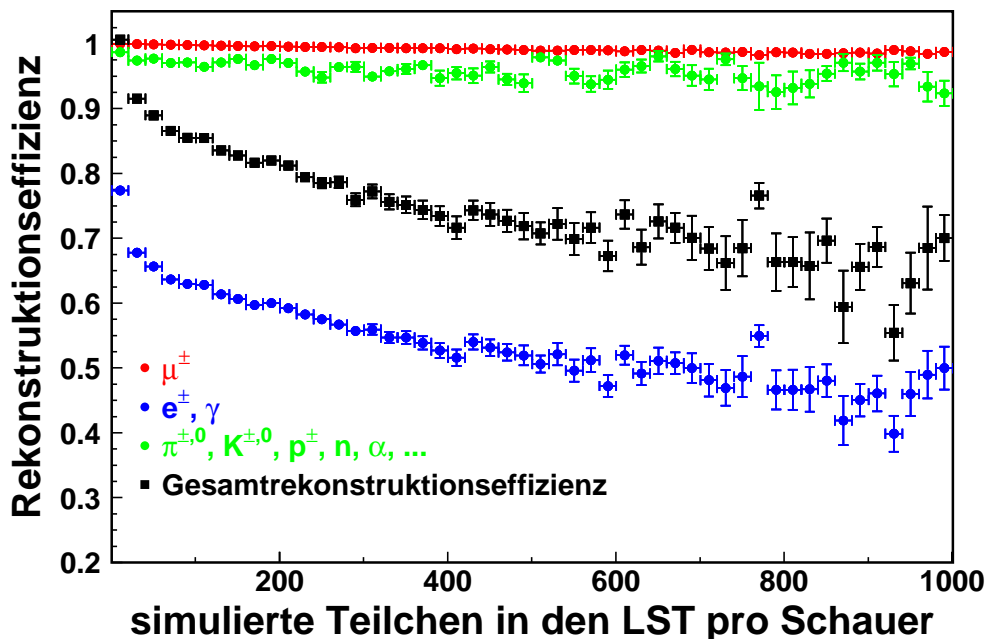


Abbildung 5.11: Rekonstruktionseffizienz der LST, gesamt für alle Teilchen, die den Detektor durchlaufen, und für einzelne Teilchengruppen aufgetragen

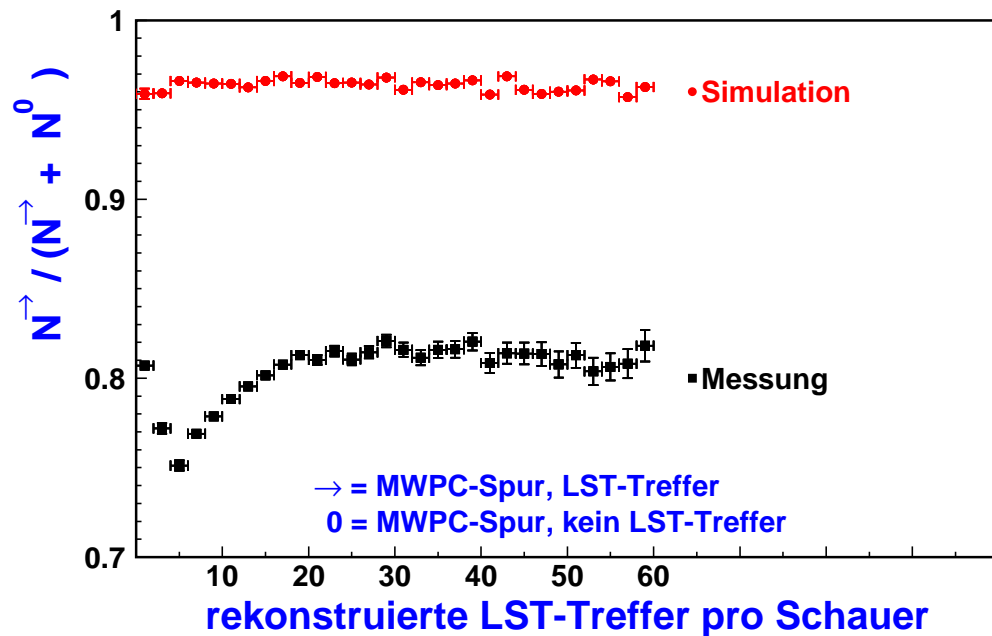


Abbildung 5.12: Untersuchung der Detektoreffizienz der LST aus dem Vergleich von Simulation und Messung

zeigt die Rekonstruktionseffizienz für verschiedene auslösende Teilchen in Abhängigkeit von der Anzahl der Teilchen im Schauer. Man erkennt, dass die Rekonstruktionseffizienz für Myonen fast gleichbleibend sehr hoch ist, während sie für Hadronen stark abfällt, bei geringen Anzahlen jedoch durchaus in den Bereich der Myonen kommt. Elektromagnetische Teilchen werden grundsätzlich schlechter rekonstruiert, wobei auch diese Effizienz zu höheren Dichten hin abfällt. An den ähnlich verlaufenden Kurven für Hadronen und elektromagnetische Teilchen erkennt man ausserdem, dass die elektromagnetischen Teilchen von hadronischen Prozessen im oberhalb liegenden Kalorimeter stammen. Um ein Maß für die Effizienz des LST-Detektors selbst zu bekommen, wurde, wie in Ab. 5.12 dargestellt, der Anteil der Spuren aus der MWPC-Analyse, der eine Entsprechung in einem LST-Treffer findet, mit der Gesamtanzahl der MWPC-Spuren verglichen, die den LST-Detektor kreuzen. Dies wurde sowohl für die aufgenommenen Daten (dargestellt als schwarze Kreise), als auch für Simulationen (graue Kreise) in Abhängigkeit

der Trefferdichte im LST-System durchgeführt. Der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen liegt in der Effizienz des Detektors begründet, die in der Simulation nicht berücksichtigt ist. Da beide Verteilungen mit den selben Rekonstruktionsalgorithmen erstellt wurden, stellt der Unterschied der Verteilungen also ein Maß für die Detektoreffizienz dar. Sie ergibt sich zu ca. 84 %. Dass auch für die Simulationen die Effizienz nicht 100 % beträgt, liegt an niederenergetischen Teilchen, die zwischen MWPC und LST gestoppt werden. Die Effizienz des Detektors wird bei den folgenden Analysen bei Vergleichen von Daten und Simulationen entsprechend berücksichtigt. Aufgrund der geringen zeitlichen Variation der Effizienz wird im Folgenden eine zeitlich stabile Effizienz des Detektors von 84 % verwendet.

## 5.7 Betriebsparameter der LST

Die Betriebsparameter des LST-Detektorsystems, wie es für die folgenden Analysen verwendet wurde, werden stichpunktartig zusammengefasst:

- Anordnung in 6 Reihen mit je 15 Modulen, insgesamt 90 Module
- sensitive Fläche eines Moduls:  $2750 \text{ mm}$  (in Drahrichtung)  $\times 1000 \text{ mm}$
- Pro Modul 6 LST, insgesamt 540 LST
- 16 Drähte pro LST ergeben 8 elektronische Kanäle
- 32 Pads ( $80 \text{ mm} \times 160 \text{ mm}$ ) pro LST
- 4320 Draht- und 17280 Pad-Kanäle insgesamt
- Signalschwellen  $30 \text{ mV}$  für Drähte und  $20 \text{ mV}$  für Pads
- Insgesamt 30 HV-Kanäle, Kathodenprofil  $-5 \text{ kV}$ , Drähte auf Masse
- Zählgas  $CO_2$  (Reinheit 4.5), Gesamtverbrauch  $5 \text{ l/h}$ ,  $3 \text{ mbar}$  Überdruck
- Detektoreffizienz 84 %

## 5.8 Datenanalyse-Software

Zur Analyse und Rekonstruktion der Messdaten des KASCADE-Experiments wird ein gemeinsames Programm für alle Detektorkomponenten verwendet. In diesem Programm werden in mehreren Phasen die vom Experiment gelieferten Rohdaten oder Simulationsdaten weiterverarbeitet. In der ersten Phase erfolgen Initialisierungen und Kalibrationen der einzelnen Detektorkomponenten, danach werden *stand-alone*-Analysen der Daten der verschiedenen Detektoren durchgeführt, deren Ergebnisse in der nächsten Phase für gemeinsame Analysen zur Verfügung stehen.

Dieser KRETA-Code (**K**ASCADE **R**econstruction for **ExT**ensive **Air**-showers) wurde um einen Programmteil zur Analyse der Streamer-Tube-Daten erweitert. In diesem Programmteil werden in der *stand-alone*-Phase die Hitverteilungen und Zählraten auf verschiedenen Skalen (Drähte, Pads, Tubes, Module) berechnet und dargestellt, unter anderem um Detektoren, Elektronikmodule und Spannungsversorgungen zu überwachen und eventuelle Fehlfunktionen ausfindig zu machen. Ebenfalls in dieser Phase werden die Trefferverteilungen in den Streamer-Tubes analysiert und anhand der Wahrscheinlichkeitsverteilung von Treffern einzelner Teilchen in Teilchenverteilungen umgerechnet [Ber03]. Im Fall von Simulationsdaten werden hier die gegebenen Trefferverteilungen aus CRES (siehe Abschnitt 5.9) an die aktuellen experimentellen Gegebenheiten angepasst. Anhand der nun vorhandenen Informationen werden die Teilchenpositionen errechnet und in ein allgemeingültiges Koordinatensystem umgerechnet. Die Geometrie und Position des Detektors wird auch erst hier im Analyseprogramm berücksichtigt, was eventuell notwendig werdende Änderungen einfacher gestaltet.

In der nächsten Phase stehen nun die Informationen der übrigen Detektorkomponenten für gemeinsame Analysen zur Verfügung. Zur Erstellung von Myonlateralverteilungen und Myondichtespektren mit LST bzw. MWPC benötigt man beispielsweise Informationen über den Abstand zum Schauerzentrum  $R_c$ , die Schauergröße  $\lg N_e$  und die Myonzahl  $\lg N_\mu^{tr}$  ( $\lg N_\mu^{tr}$  bezeichnet die zwischen 40  $m$  und 200  $m$  Abstand vom Schauerzentrum integrierte Myonzahl, die frei ist von systematischen Unsicherheiten, die durch Extrapolation ausserhalb der Fläche des Arrays entstehen). Diese werden mit dem

Array bestimmt. In einer weiteren Phase des Programms werden Ergebnisse herausgeschrieben und Histogramme zur graphischen Darstellung der Daten gefüllt.

Da die Daten aus Simulationsrechnungen nach der Detektorsimulation im gleichen Format vorliegen (siehe folgender Abschnitt) wie die Messdaten, können sie mit den selben Rekonstruktionsalgorithmen verarbeitet werden und so direkt mit den Messdaten verglichen werden (siehe Abb. 1.3).

Eine genauere Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Algorithmen findet sich in den folgenden Kapiteln, die sich mit der Analyse der aufgenommenen Messdaten beschäftigen.

## 5.9 Simulations-Software

Zur Simulation von Luftschauer-Ereignissen wird bei KASCADE eine Kombination mehrerer Programme verwendet. Die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre wird mit dem Monte-Carlo-Code CORSIKA (**CO**smic **R**ay **SI**mulations for **K**ASCADE) [Hec98] simuliert.

CORSIKA erlaubt unter anderem Protonen, Atomkerne (typischerweise von Helium bis Eisen) und Photonen als Primärteilchen. Die Sekundärteilchen werden durch die Atmosphäre verfolgt, bis sie ihrerseits Reaktionen mit Atomen der Luft unterliegen bzw. zerfallen, wobei Energieverluste, Vielfachstreuung und der Einfluss des Erdmagnetfelds berücksichtigt werden. Die hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungen können wahlweise durch sechs verschiedene Modelle beschrieben werden. Die Modelle VENUS [VEN93], QGSJet [QGS97] und DPMJet [DPM95] basieren auf der Gribov-Regge Theorie, während Sibyll [Sib94] ein Minijet-Modell darstellt und HDPM [HDP89] parametrisierte Messdaten entsprechend dem Dual Parton Modell interpretiert. Das neue NEXUS Modell [neX01] kombiniert Teile von VENUS und QGSJet, geht aber in vielen Punkten weit darüber hinaus. Niederenergetische hadronische Wechselwirkungen werden entweder durch GHEISHA [GHE85] oder das UrQMD Modell [UrQ99] beschrieben. Für Teilchenzerfälle werden alle Zerfallszweige bis zum 1 % Niveau berücksichtigt. Die elektromagnetische Schauerkomponente wird mit einer angepassten Version des EGS4-Programms [EGS85] oder mit der analytischen NKG-Funktion be-

handelt.

Die Ausgabe (Teilchenart, Teilchenort, Teilchenenergie, Teilchenimpuls der Schauerteilchen auf dem Beobachtungsniveau) von CORSIKA wird als Eingabe für das Detektorsimulationsprogramm CRES (**C**osmic **R**ay **E**vent **S**imulation) benutzt, das auf GEANT 3.21 [GEA93] basiert. Dieses Programm liefert Daten im KASCADE-Rohdatenformat, das mit dem ZEBRA-System [ZEB95] erzeugt wird. So lassen sich Simulationsdaten und Rohdaten mit dem Programm KRETA, dem KASCADE-Datenanalyseprogramm, weiter verarbeiten. Das Detektorsimulationsprogramm CRES ist für die Simulation der Streamer-Tube-Lage erweitert worden. Sowohl die Geometrie und die Materialien der Detektoren als auch die in den Detektoren auftretenden Energieverluste durchdringender Teilchen sind implementiert. Der Algorithmus zur Treffer-Rekonstruktion berechnet zuerst rein geometrisch die Position, an der ein durchdringendes Teilchen ein Signal erzeugt hat.

Spezielle Eigenschaften der Detektoren, wie Rauschen und Übersprechen, die sich in der Experimentkonfiguration gegenüber dem Teststand verändert haben, oder auch Veränderungen in der Gaszusammensetzung werden nachträglich im Rekonstruktionsprogramm angepasst, damit sämtliche Simulationen davon unabhängig benutzt werden können, was zu erheblicher Rechenzeitersparnis führt.

# 6 Voraussagen astrophysikalischer Modelle

Astrophysikalische Modelle für die Herkunft und Element-Zusammensetzung (Komposition) der kosmischen Strahlung müssen bei der Simulation von Luftschauerereignissen berücksichtigt werden, da sie einen Einfluss auf die Ergebnisse haben und im Vergleich mit Messdaten eine Bewertung der Korrektheit der jeweiligen Annahmen ermöglichen. Die Kompositionsmodelle müssen das gemessene Gesamtspektrum der kosmischen Strahlung richtig wiedergeben und sich an die Niederenergie-Daten für die Spektren einzelner Elemente anpassen, daher ist es interessant zu untersuchen, ob in experimentell zugänglichen Größen Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen und den mit KASCADE gemessenen Ergebnissen auftreten.

Die Daten der Luftschauer-Simulationen, die in die Detektorsimulation mit CRES eingehen und zum Vergleich mit den Messergebnissen benutzt werden, wurden mit CORSIKA in den Versionen 5.644-6.018 gerechnet.

Es wurden fünf Primärteilchen stellvertretend für alle vorkommenden Atomkerne simuliert: Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Silizium und Eisen. Mit diesen fünf Elementen sind die entscheidenden Bereiche des Massenspektrums der kosmischen Strahlung abgedeckt. Es wurde dabei ein kontinuierliches Spektrum im Primärenergiebereich zwischen  $10^{14}$  eV und  $10^{17}$  eV, entsprechend einem Potenzgesetz mit dem Exponenten -2.0 erzeugt, um auch bei den höheren Energien mit einer ausreichenden statistischen Genauigkeit arbeiten zu können. Die Daten wurde dann entsprechend der Erwartung an das primäre Energiespektrum gewichtet, um sie mit den Messdaten vergleichen zu können. Es wurden hierbei vier verschiedene Modelle für die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung verwendet. Einerseits ein Modell, dass von einem unveränderten Potenzgesetz mit einem Spektralindex von  $-2.7$  über den gesamten betrachteten Energiebereich ausgeht. Andererseits drei verschiedene Modelle für ein Spektrum der kosmischen Strahlung mit einer Änderung des Spektralindex, einem *Knie*. Von diesen drei Modellen gehen



zwei davon aus, dass der Abbruch im Spektrum rigiditätsabhängig, also proportional zur Ladungszahl  $Z$  der vorkommenden Elemente ist. Das Modell, das im Weiteren als Rigiditäts-Modell bezeichnet wird, geht von einem Abbruch im Spektrum der einzelnen Elemente bei  $E_{Knie} = Z \cdot 3.2 \times 10^{15} eV$  aus. Die Steigung der Spektren vor dem Knie wurden dabei einer Anpassung an die Daten des RUNJOB-Experiments entnommen, das mittels Ballonaufstiegen eine direkte Messung der kosmischen Strahlung bei niedrigeren Energien durchführt [Apa01]. Das zweite der Modelle mit veränderlichem Spektralindex stammt von Erlykin und Wolfendale ([ErW99]), es geht von einer einzigen lokalen Quelle aus, einer nach astronomischen Maßstäben nicht lange zurückliegenden Supernova, welche das Spektrum der kosmischen Strahlung im Energiebereich um das Knie moduliert, was dort zu ausgeprägten Strukturen führt. Das dritte Modell stammt von Biermann ([Bie93]), es ähnelt dem Rigiditäts-Modell, wobei es von einer Beschleunigung der Teilchen in Supernova-Schockfronten ausgeht, die den Dichtegradienten eines stellaren Windes hinablaufen. Die Modelle wurden am niederenergetischen Ende entsprechend der Flüsse aus einer Zusammenstellung direkter Messungen der kosmischen Strahlung [Wie98] gewichtet, abgesehen von dem Modell von Erlykin/Wolfendale, welches über den gesamten Energiebereich eine deutlich abweichende Komposition vorhersagt.

## 6.1 Energiespektren

Zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen den vier verschiedenen Kompositionsmodellen zeigen die folgenden Abbildungen charakteristische Verteilungen von Luftschauer-Observablen, wobei hier für die Vorhersagen als hadronisches Wechselwirkungsmodell QGSJet verwendet wurde. Abbildung 6.1 zeigt die Primärenergiespektren für die vier Modelle, die durch Aufsummierung der Spektren der fünf simulierten Primärteilchen erhalten wurden. Man kann deutlich den Unterschied zwischen dem durchgehenden Potenzgesetz und den drei Modellen mit veränderlichem Spektralindex erkennen. Das Knie liegt bei allen drei Modellen in diesem Gesamtspektrum an der gleichen Stelle bei  $\lg(E_0) \approx 6.5$ . Im unteren Teil der Abbildung ist das Spektrum zur Verdeutlichung der Unterschiede mit  $E^{2.7}$  multipliziert aufgetragen. Man

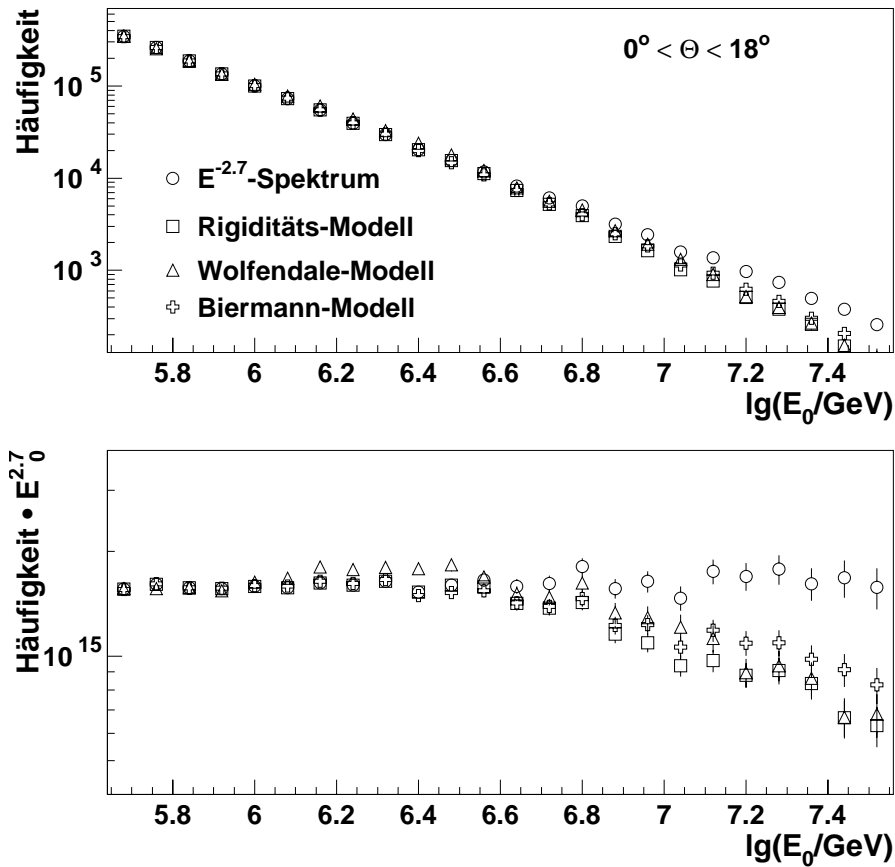


Abbildung 6.1: Vergleich der primären Energiespektren der verschiedenen Herkunfts- und Kompositions-Modelle

kann hier erkennen, dass zwischen den Modellen mit einem Knie im Spektrum in dieser Auftragung keine großen Unterschiede zu sehen sind. Das Erlykin/Wolfendale-Modell zeigt nach dem Knie ein etwas flacheres Spektrum als die beiden anderen.

Die Abbildungen 6.2 bis 6.3 zeigen für die vier Kompositionsmodelle die Primärenergiespektren der fünf simulierten Primärteilchen (auch hier jeweils mit  $E^{2.7}$  multipliziert). Für das Modell mit durchgehendem Potenzgesetz sieht man in Abb. 6.2 (oben) den gleichmäßigen Abfall, entsprechend der Verhältnisse zwischen den Primärteilchen in der Ausgangskomposition.

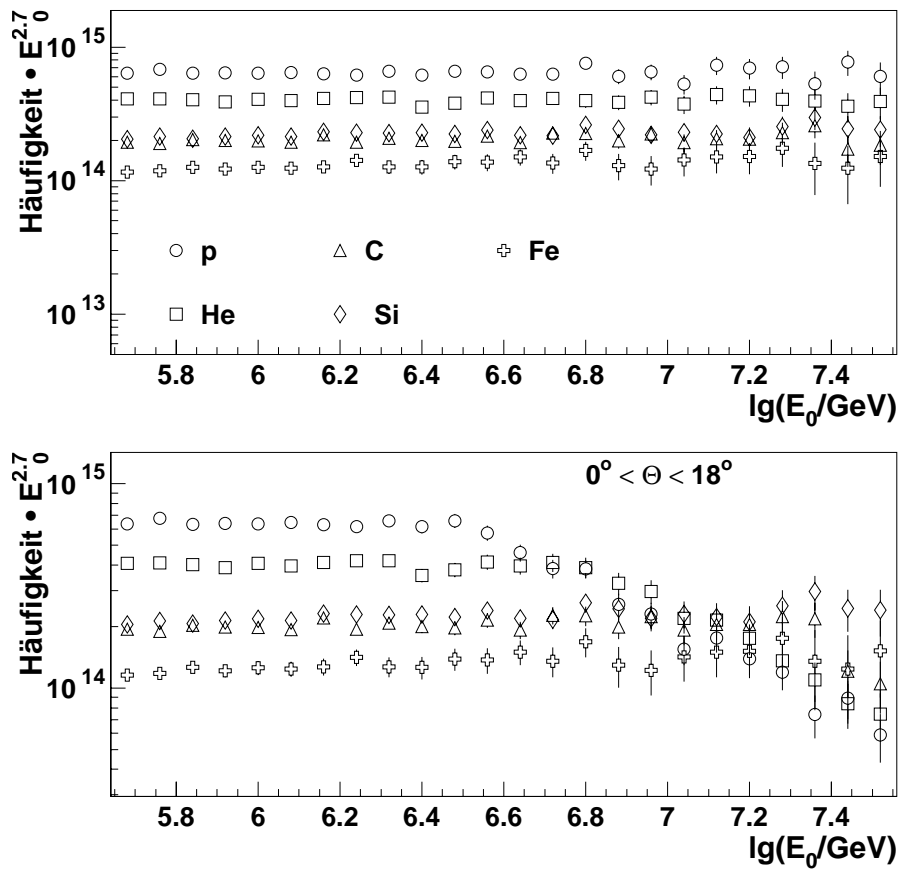


Abbildung 6.2: *Energiespektren der simulierten Elemente dargestellt für das Modell mit durchgehendem Potenzgesetz (oben) und das Modell mit rigidityabhängigem Knie (unten)*

In Abb. 6.2 (unten) zeigt sich bei niedrigen Energien für das Rigidity-Modell das gleiche Bild, bis dann, angefangen bei  $\lg(E_0) \approx 6.5$  mit dem Protonenspektrum, die Spektren abknicken. Auch wenn es im Gesamtenergiespektrum keine großen Unterschiede aufweist, so zeigt das Spektrum des Erlykin/Wolfendale-Modells ein deutlich abweichendes Bild, wenn man die Energiespektren der einzelnen Primärmassen betrachtet (Abb. 6.3, oben). Das Spektrum der Protonen fällt wesentlich steiler ab als das der anderen Primärmassen und zeigt keine Änderung des spektralen Index. Die Spektren

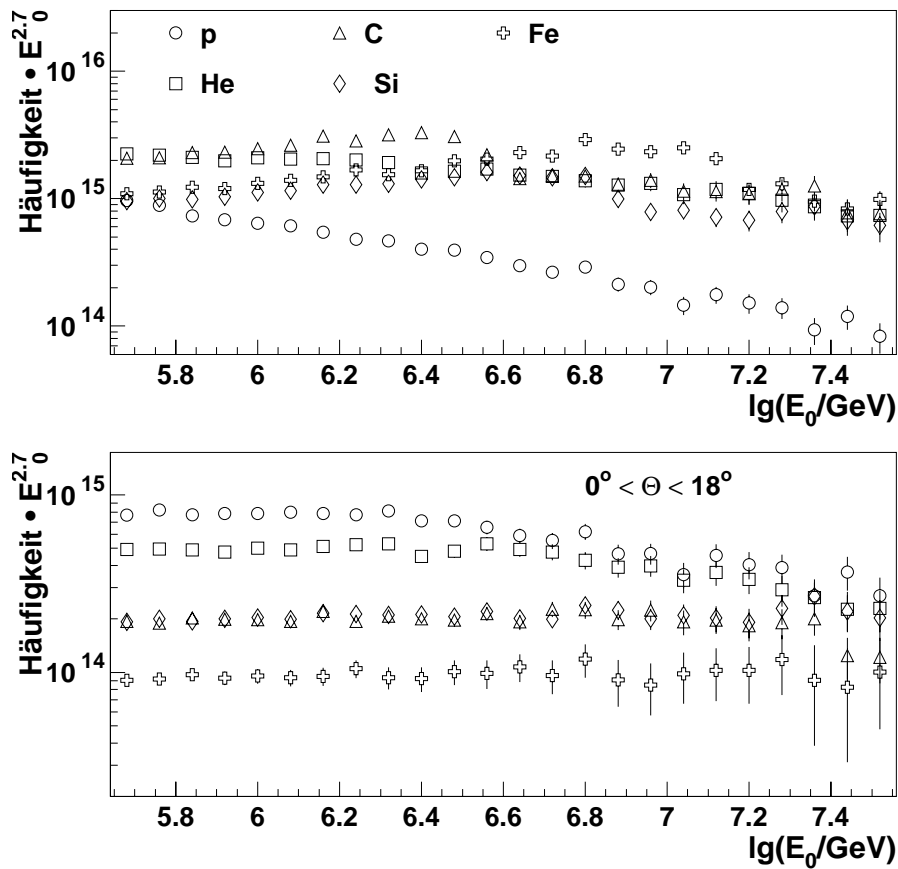


Abbildung 6.3: *Energiespektren der simulierten Elemente dargestellt für das Modell von Erlykin/Wolfendale (oben) und das Modell von Biermann (unten)*

der schwereren Primärteilchen hingegen zeigen starke Strukturen im Bereich um das Knie. Die Energiespektren des Biermann-Modells verlaufen ähnlich dem Rigiditäts-Modell, wobei allerdings die Steigungen der Spektren oberhalb des Knies stärker unterschieden sind, was dazu führt, dass die Spektren zu höheren Energien hin zusammenlaufen. Das Abknicken der Spektren ist bei diesem Modell weniger stark ausgeprägt, sodass auch bei höheren Energien die schweren Elemente nicht dominieren (Abb. 6.3, unten).

In Abb. 6.4 ist für alle vier Modelle der Verlauf der mittleren logarithmischen Masse ( $\langle \ln A \rangle$ ) über der Primärenergie aufgetragen (zur Verdeutlichung

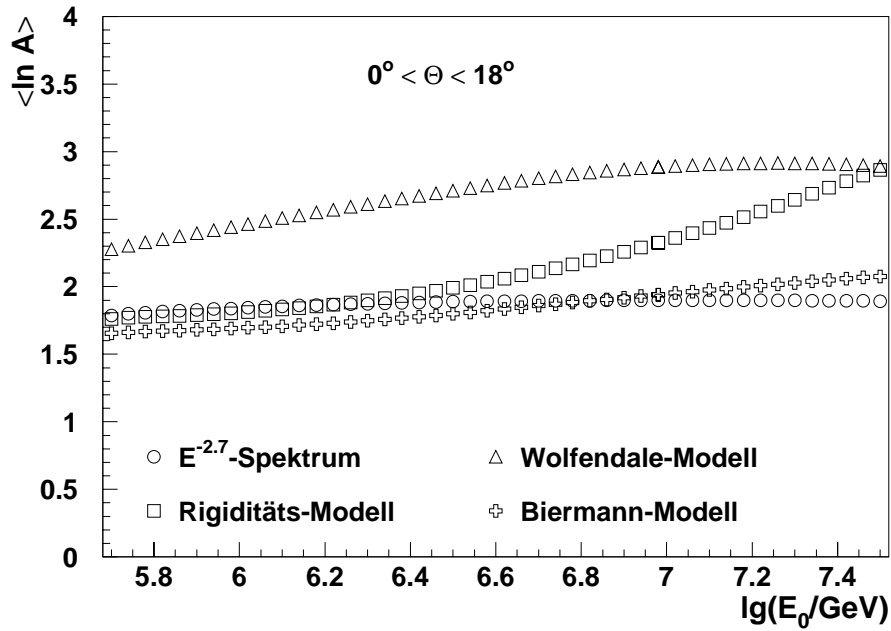


Abbildung 6.4: Mittlere logarithmische Masse in Abhängigkeit von der Primärenergie für die verschiedenen Herkunfts- und Kompositions-Modelle

des Verhaltens wurden die Kurven geglättet). Hier lassen sich deutlich die Unterschiede zwischen den einzelnen Modellen erkennen. Das Biermann-Modell sagt über den gesamten Energiebereich eine leichtere Komposition als das Rigiditäts-Modell voraus und zeigt ab dem Knie nur einen leichten Anstieg in  $\langle \ln A \rangle$ . Beim Rigiditäts-Modell ist dieser Anstieg der mittleren logarithmischen Masse wesentlich deutlicher ausgeprägt. Das Modell von Erlykin und Wolfendale zeigt ein vollkommen anderes Verhalten von  $\langle \ln A \rangle$ , es besitzt von Anfang an einen deutlich größeren Wert von  $\langle \ln A \rangle$ , der bis über den Kniebereich hinaus leicht weiter ansteigt, um dann abzufachen.

## 6.2 Schauergößen-Verteilungen

Im Folgenden wird nun untersucht, in welchem Maß sich die Unterschiede der Kompositionsmodelle in experimentell zugänglichen Verteilungen wiederfinden. Dazu wurden die Spektren der mit dem Array bestimmten schauertypi-

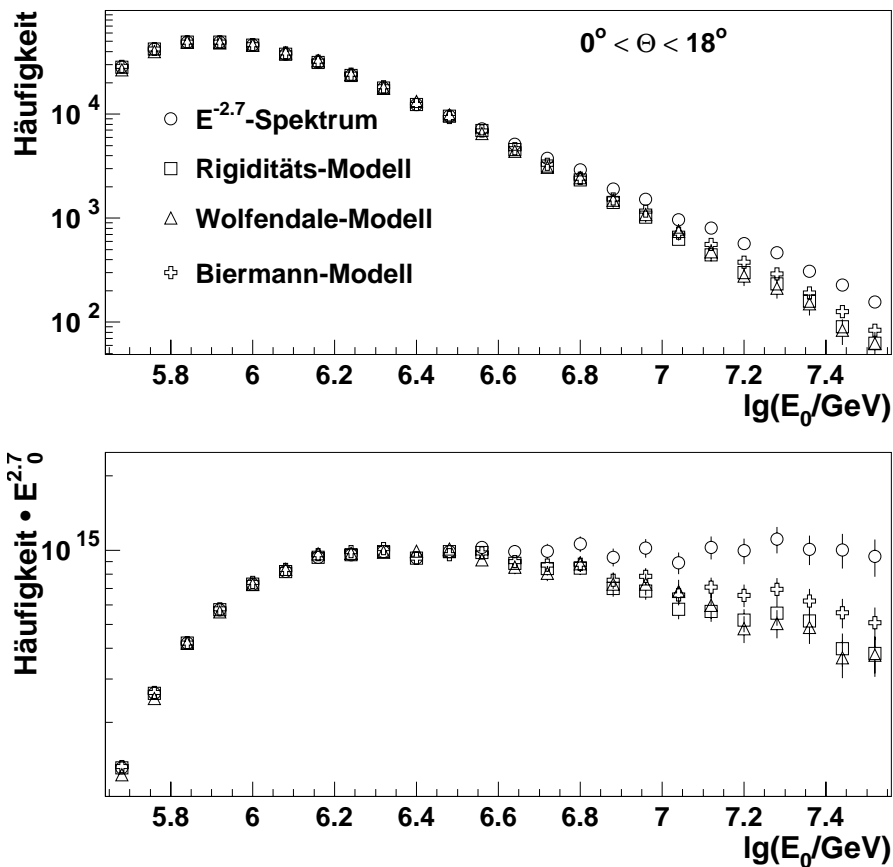


Abbildung 6.5: Vergleich der primären Energiespektren der verschiedenen Herkunfts- und Kompositions-Modelle nach den Schnitten der folgenden Analysen

schen Größen  $\lg N_e$  (Schauergröße) und  $\lg N_\mu^{tr}$  und die Spektren einer mit den LST gemessener Größe, der Trefferanzahl pro Schauer, aufgetragen, wobei hier die grundlegenden Schnitte an die Daten wie in den folgenden Analysen gewählt wurden (siehe Abschnitt 8.1). Zur Verdeutlichung der Wirkung der angewandten Schnitte ist in Abb. 6.5 auch die Primärenergie nochmals nach Anwendung der Schnitte an die Daten aufgetragen. Es zeigt sich deutlich ein ausgeprägtes Schwellenverhalten im niederen Energiebereich.

Abb. 6.6 zeigt im oberen Teil die Schauergrößenspektren für die vier Kom-

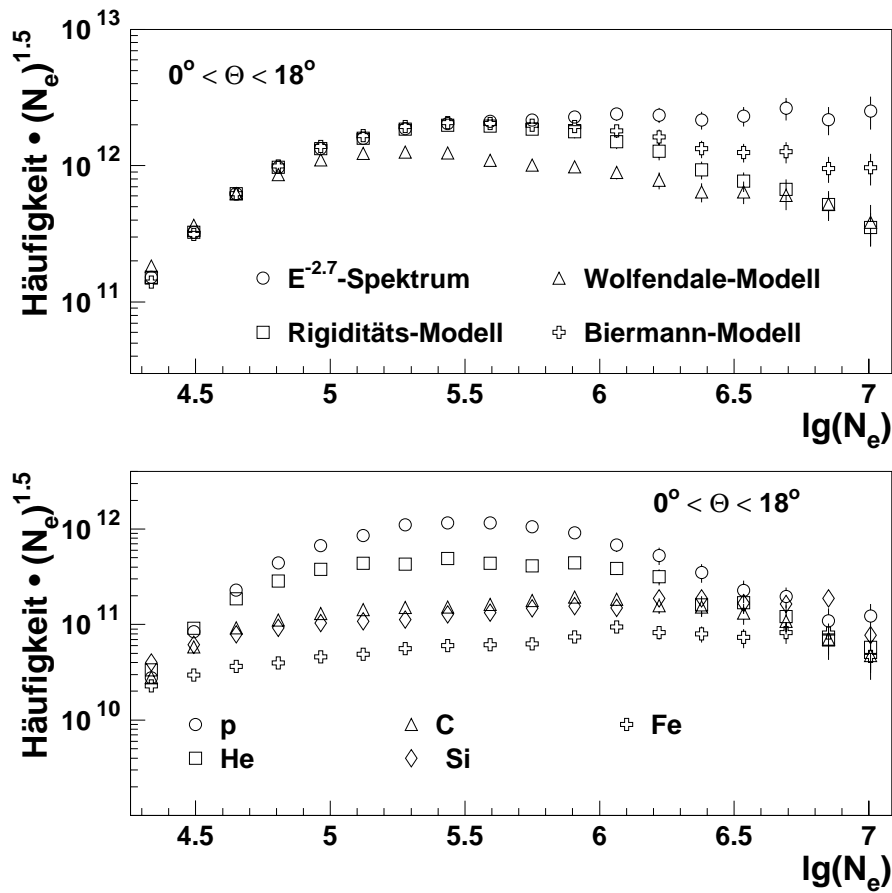


Abbildung 6.6: *Oben: Vergleich der Schauergrößenspektren der verschiedenen Herkunfts- und Kompositions-Modelle*

*Unten: Schauergrößenspektren der simulierten Primärteilchen für das Rigiditäts-Modell*

positionsmodelle. Man sieht hier, dass die sich ähnelnden Modelle (Rigiditäts- und Biermann-Modell) auch hier vergleichbare Verläufe zeigen, wohingegen das Modell mit durchgängigem Spektralindex erwartungsgemäß bei größerem  $\lg N_e$  einen flacheren Verlauf zeigt. Das Spektrum des Erlykin/Wolfendale-Modells hat eine grundsätzlich von den anderen Modellen unterschiedliche Form, es lässt sich durch unterschiedliche Normierung entweder im oberen oder im unteren Teil des Spektrums an die anderen Modelle mit veränderli-

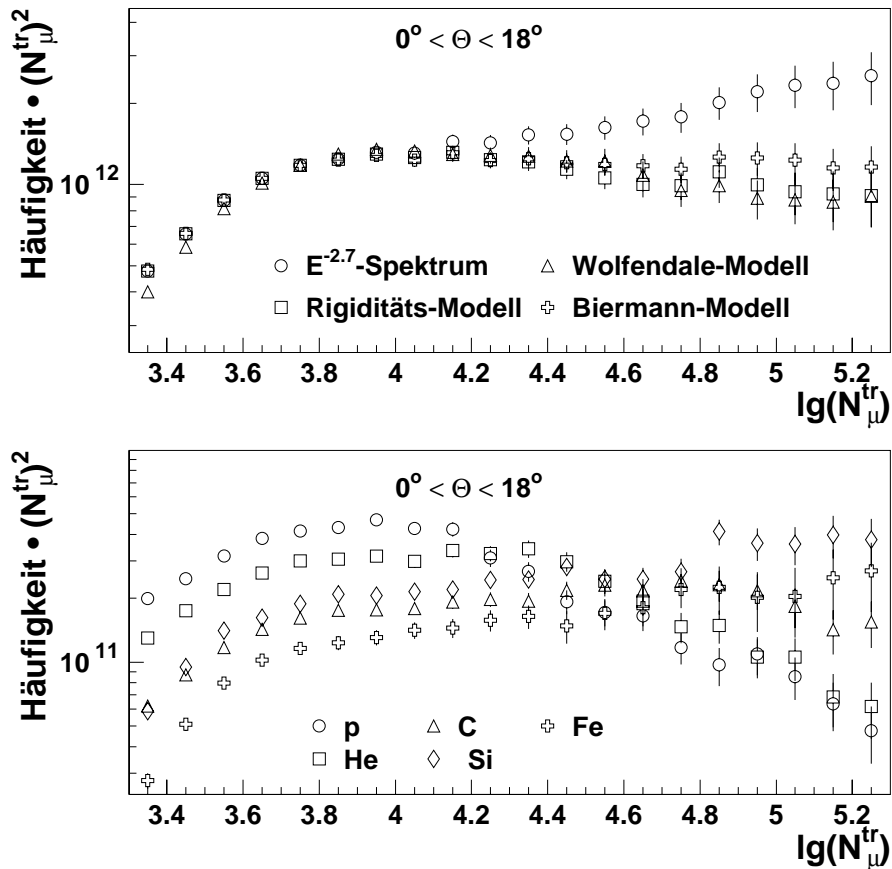


Abbildung 6.7: *Oben: Vergleich der  $lgN_{\mu}^{tr}$ -Spektren der verschiedenen Herkunfts- und Kompositions-Modelle*  
*Unten:  $lgN_{\mu}^{tr}$ -Spektren der simulierten Primärteilchen für das Rigiditäts-Modell*

chem Spektralindex anpassen, nicht jedoch über den gesamten Bereich. Als Beispiel dafür, wie sich das Schauergößenspektrum aus den entsprechenden Spektren der simulierten Primärteilchen zusammensetzt, sind in Abb. 6.6 (unten) diese Spektren für das Modell mit rigiditätsabhängigem Knie aufgetragen. Im unteren Bereich der Spektren kann man sehen, dass das Abbrechen deutlich masseabhängig ist, es dominieren hier sogar anfangs die schweren Elemente. Im mittleren Bereich sind es dann die leichten Elemente, die den



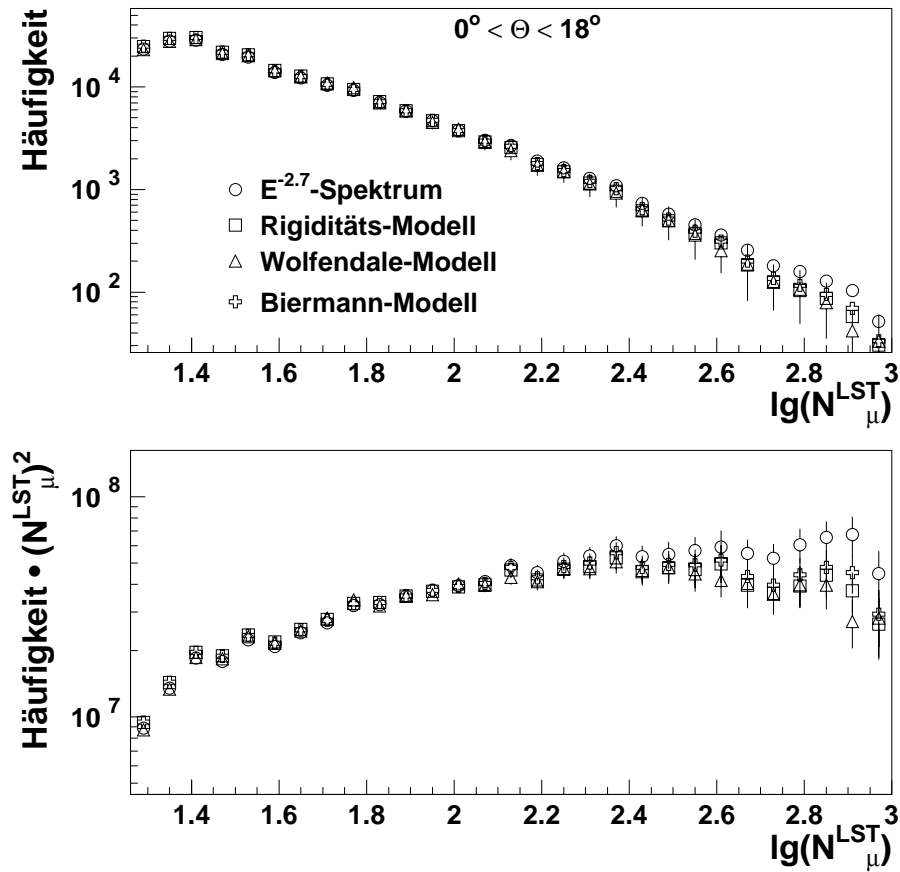


Abbildung 6.8: Vergleich der LST-Trefferspektren der verschiedenen Herkunfts- und Kompositions-Modelle

größten Anteil liefern, während am oberen Ende des Spektrums die Kurven zusammenlaufen.

Anders als bei Schauergrößenspektren sehen die Verteilungen für die myonische Schauerkomponente aus. In Abb. 6.7 (oben) sind die  $\lg N_\mu^{\text{tr}}$ -Spektren für die Kompositionsmodelle dargestellt. Es zeigt sich hier ein ähnliches Verhalten wie bei den Spektren der Primärenergie, die Modelle mit veränderlichem Spektralindex liegen nahe beieinander, das Modell ohne Knie im oberen Bereich deutlich darüber. Trägt man nun für ein Kompositionsmodell die Einzelspektren der Primärteilchen auf, wie das in Abb. 6.7 (unten) wieder

beispielhaft für das Rigiditäts-Modell getan wurde, so kann man eine deutliche Korrelation zu den Primärenergiespektren erkennen, man sieht auch in diesen Spektren ein sukzessives Abknicken entsprechend der Masse der Primärteilchen.

Nach den Messgrößen des Arrays sollen nun auch Größen betrachtet werden, die man anhand von LST-Daten bestimmt. Eine grundlegende Observable ist hier die Zahl der Treffer pro Schauerereignis, deren Spektrum in Abb. 6.8 für die vier Kompositionsmodelle aufgetragen ist. Es zeigt sich hier, dass der Unterschied zwischen den Modellen nicht so deutlich zu erkennen ist. Das Spektrum mit konstantem Spektralindex liegt auch hier etwas höher, die drei Modelle mit veränderlichem Index liegen jedoch sehr eng beieinander. Allerdings erwartet man hier auch keine großen Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen, wie auch bei den  $\lg N_{\mu}^{tr}$ -Spektren, da die Zahl der Myonen im Schauer eine hauptsächlich energieabhängige Observable ist, sich Unterschiede in der Komposition also nicht stark auswirken sollten.

# 7 Abhängigkeit von Wechselwirkungsmodellen

Teilchenphysikalische Modelle, die nukleare Wechselwirkung der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre beschreiben, haben einen Einfluss auf Teilchenverteilungen, die mit Monte-Carlo-Simulationen ausgedehnter Luftschauer erzeugt werden. Dies wurde anhand von Untersuchungen der Hadron- und Myonkomponente in früheren Arbeiten gezeigt [Ant99, Ant02]. Anhand von Simulations-Studien und im Vergleich mit gemessenen Daten (in Kapitel 8) wird gezeigt, dass sich Untersuchungen der myonischen Schauerkomponente eignen, Einflüsse von Wechselwirkungsmodellen auf simulierte Teilchenverteilungen offenzulegen und zu verdeutlichen. Es wurden Monte-Carlo-Simulationen typischer Schauergrößen durchgeführt, die zwei verschiedene Modelle für die hadronische Wechselwirkung verwenden, einerseits das auf

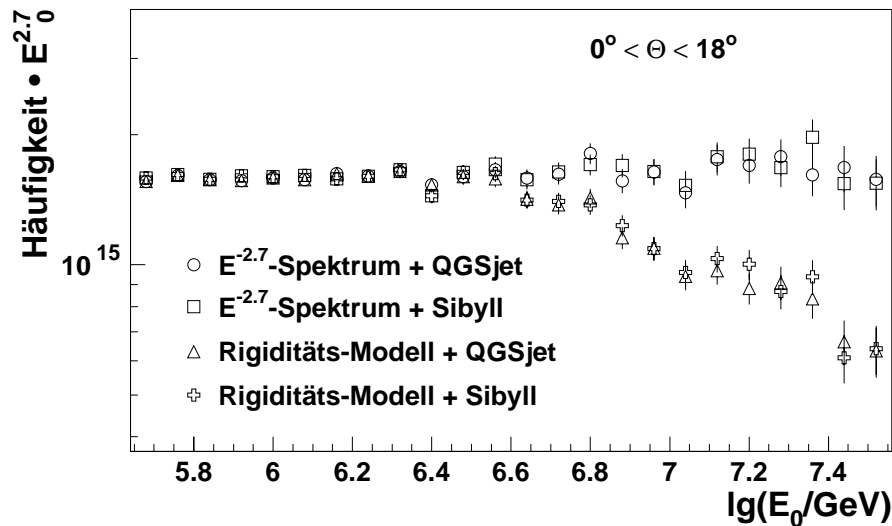


Abbildung 7.1: Vergleich der primären Energiespektren für die Kombination verschiedener Kompositions- und Wechselwirkungsmodelle

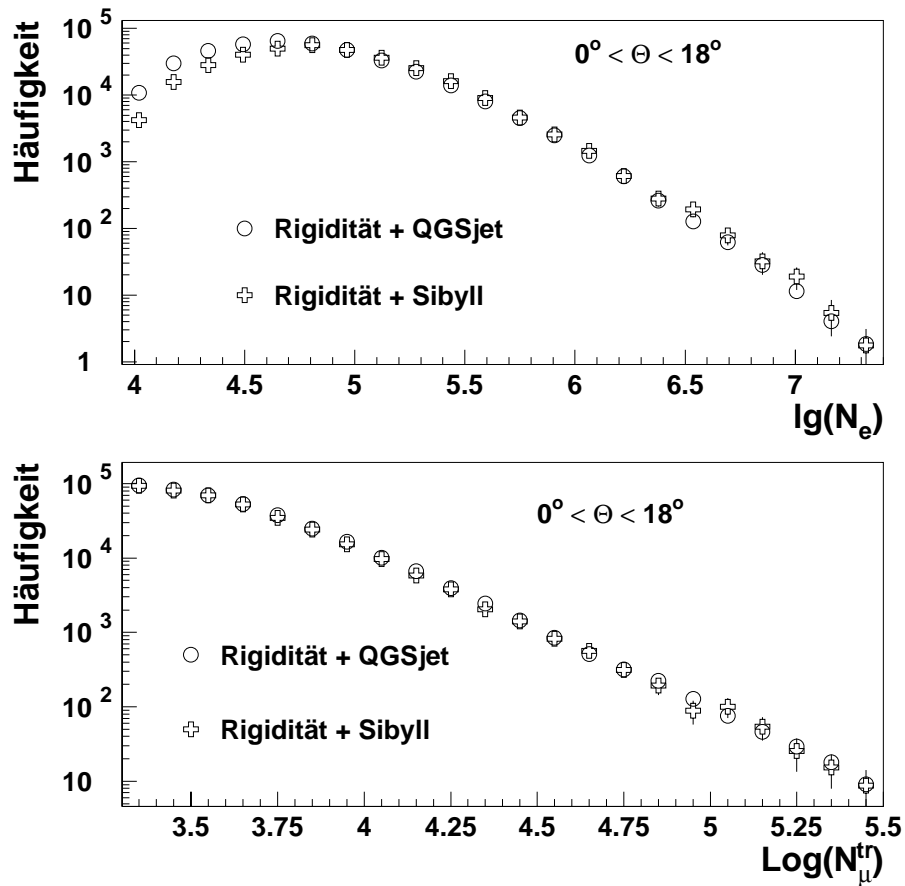


Abbildung 7.2: Vergleich der Schauergößenspektren (oben) und  $\lg N_\mu^{tr}$ -Spektren (unten) für die Kombination des Rigiditäts-Modells mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen

der Gribov-Regge Theorie beruhende Modell QGSJet und andererseits das Minijet-Modell Sibyll. Damit man die Ergebnisse der Simulation mit Messergebnissen vergleichen kann, muss man auch die astrophysikalischen Vorhersagen berücksichtigen. Dies geschieht durch die Verwendung des Modells mit rigiditätsabhängigem Knie, das aufgrund vorangegangener Untersuchungen von Daten des KASCADE-Experiments favorisiert wird.

Im Primärenergiespektrum (Abb. 7.1) zeigt sich keine Abhängigkeit vom verwendeten Wechselwirkungsmodell, da hier ja noch keine Einfluss der At-

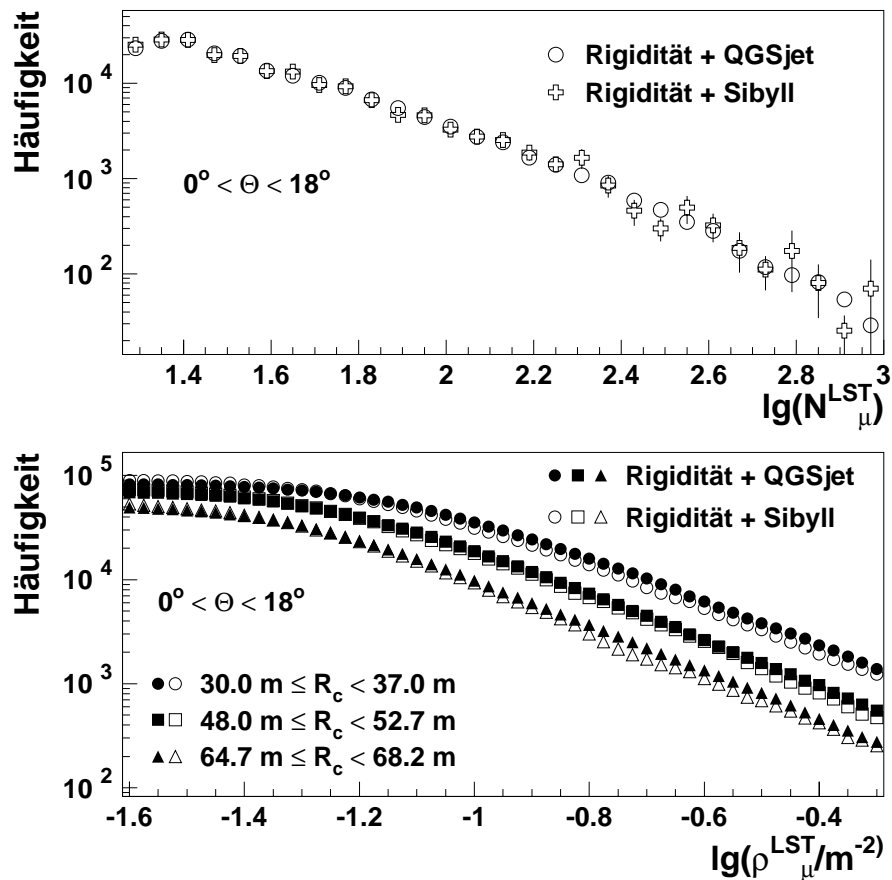


Abbildung 7.3: Vergleich der simulierten LST-Trefferspektren (oben) und LST-Myondichtespektren (unten) für die Kombination des Rigiditäts-Modells mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen

mosphäre wirksam wird. Man erkennt hier nur den Einfluss astrophysikalischer Annahmen. Es müssen also Verteilungen von Schauergößen untersucht werden, wie sie am Erdboden gemessen werden, die auf teilchenphysikalische Einflüsse sensitiv sind.

In Abb. 7.2 ist im oberen Teil das Schauergößenspektrum dargestellt. Man erkennt im Schwellenbereich im Falle von Sibyll einen steileren Abfall zu kleineren Elektronzahlen hin, im übrigen Spektrum sind keine signifikanten Unterschiede festzustellen. Auch in den  $\lg N_\mu^{\text{tr}}$ -Spektren, die im unteren Teil

von Abb. 7.2 aufgetragen wurden, sieht man keine Abweichung der beiden Kurven von einander. Diese integralen Größen zeigen also keine Sensitivität auf die hadronische Wechselwirkung.

Werden nun aber Observable der LST betrachtet, die nur hochenergetische Myonen nachweisen, so erkennt man zwar bei der Auftragung der Spektren der Myonanzahl im Detektor (Abb. 7.3 oben) auch noch keine deutliche Abweichung, geht man aber zur Betrachtung von Myondichtespektren (Abb. 7.3 unten) über, so kommt die Kurve des Sibyll-Datensatzes systematisch unterhalb der entsprechenden Verteilung der mit QGSJet gerechneten Daten zu liegen. Die Kombination der Ergebnisse aus Abb. 7.2 und Abb. 7.3 bedeutet also, unter der Voraussetzung, dass kein Detektoreffekt für diese Unterschiede verantwortlich ist, dass sich die simulierten Energiespektren der sekundären Myonen in Luftschauern abhängig von hadronischen Wechselwirkungsmodell unterscheiden. Es ist daher wichtig, dass bei KASCADE durch die Erweiterung mit dem LST-Detektorsystem zwei unabhängige Myondetektoren bei der gleichen Energieschwelle existieren, mit denen parallel identische Analysen durchgeführt werden und deren Ergebnisse man mit den verschiedenen teilchenphysikalischen Modellen der hadronischen Wechselwirkung vergleichen kann.

# 8 Lateralverteilungen und Dichtespektren

Die Simulations-Studien aus Kapitel 6 und 7 und frühere Untersuchungen [Ant02] zeigen, dass Verteilungen der Myonen in ausgedehnten Luftschauern Hinweise geben können, ob gegenwärtig verwendete oder postulierte astrophysikalische Modelle für die Element-Zusammensetzung und teilchenphysikalische Wechselwirkungsmodelle die kosmische Strahlung richtig beschreiben. Im folgenden Kapitel werden Lateralverteilungen und Dichtespektren für die myonische Schauerkomponente aus den LST-Messdaten erstellt und mit Simulationsergebnissen verglichen. Ausserdem werden die Ergebnisse der beiden unabhängigen Detektorsysteme mit gleicher Energieschwelle (LST und MWPC) einander gegenübergestellt, um die Funktion der Detektoren und Analyse-Algorithmen zu überprüfen.

## 8.1 Selektion und Preparation der Daten

Für die folgenden Analysen wurden Messdaten aus dem Zeitraum von August 2000 bis Oktober 2002 verwendet, dabei wurden nur Messläufe betrachtet, bei denen alle Detektorkomponenten, die für die Untersuchungen benutzt wurden, einwandfrei funktioniert haben. D.h. LST, MWPC, Array und Triggerebene nahmen an den Messungen teil und lieferten korrekte Daten. Es wurden alle Triggermöglichkeiten des KASCADE-Experiments benutzt, allerdings wurde nachträglich eine Bedingung an die Daten gestellt (mindestens neun Detektoren der Triggerebene über der Myontriggerschwelle), die sicherstellt, dass der Multiplizitätstrigger der Triggerebene angesprochen hat. Dies ist notwendig um sicherzustellen, dass eine gleichmäßige Triggereffizienz der LST und MWPC gewährleistet ist. Zusätzlich gewährleistet diese Bedingung, wendet man sie auf die Simulationsdaten an, dass auch hier nur Schauer verwendet werden, die im Experiment auch getriggert worden wären. Als ein weiterer allgemeiner Schnitt an die Daten wurde verlangt, dass der Abstand

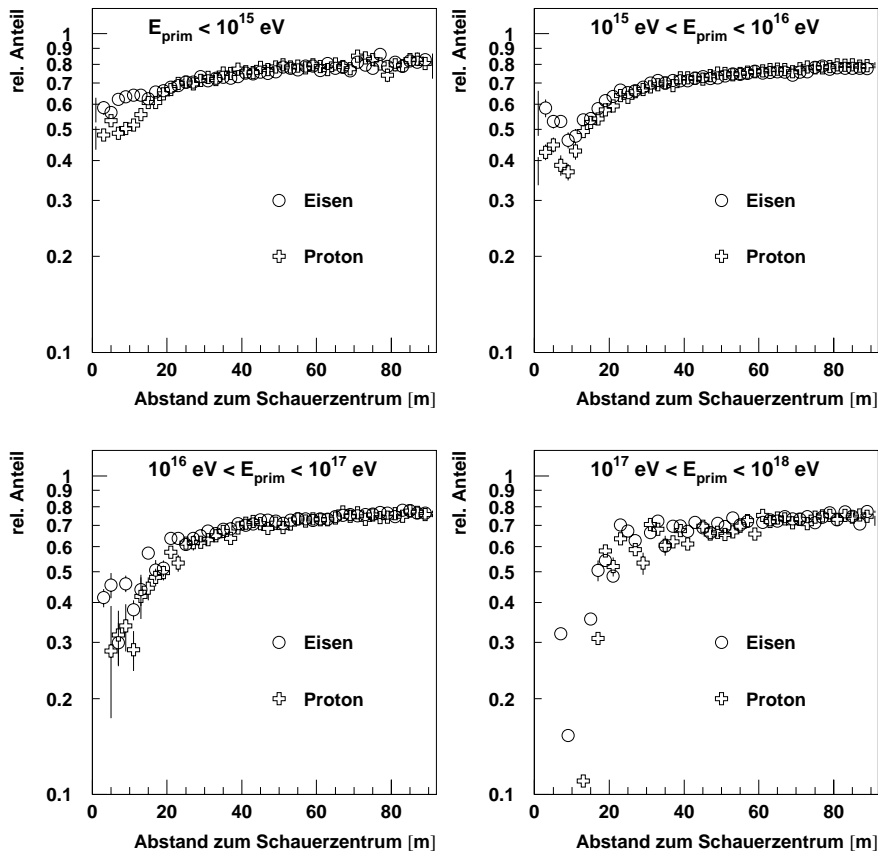


Abbildung 8.1: Anteil der Myonen an der Gesamt-Trefferanzahl für Proton- und Eisenschauer unterschiedlicher Primärenergien

des Schauerzentrums zum Zentraldetektor nicht größer als  $91\text{ m}$  ist, da für größere Abstände Fehlrekonstruktionen von Schauern möglich sind, deren Zentrum ausserhalb des Detektorarrays liegt. Zusätzlich wurde  $\lg N_e > 4$  und  $\lg N_\mu^{tr} > 3.3$  verlangt, um sicherzustellen, dass keine Schwelleneffekte die Analysen verfälschen.

Als erster Schritt zur Untersuchung von Myonlateralverteilungen und Myondichtespektren mit den LST werden aus den Trefferverteilungen in den LST Myonverteilungen abgeleitet. Im Gegensatz zu den MWPC, bei denen man Myonen anhand verschiedener Bedingungen an Spuren durch die beiden



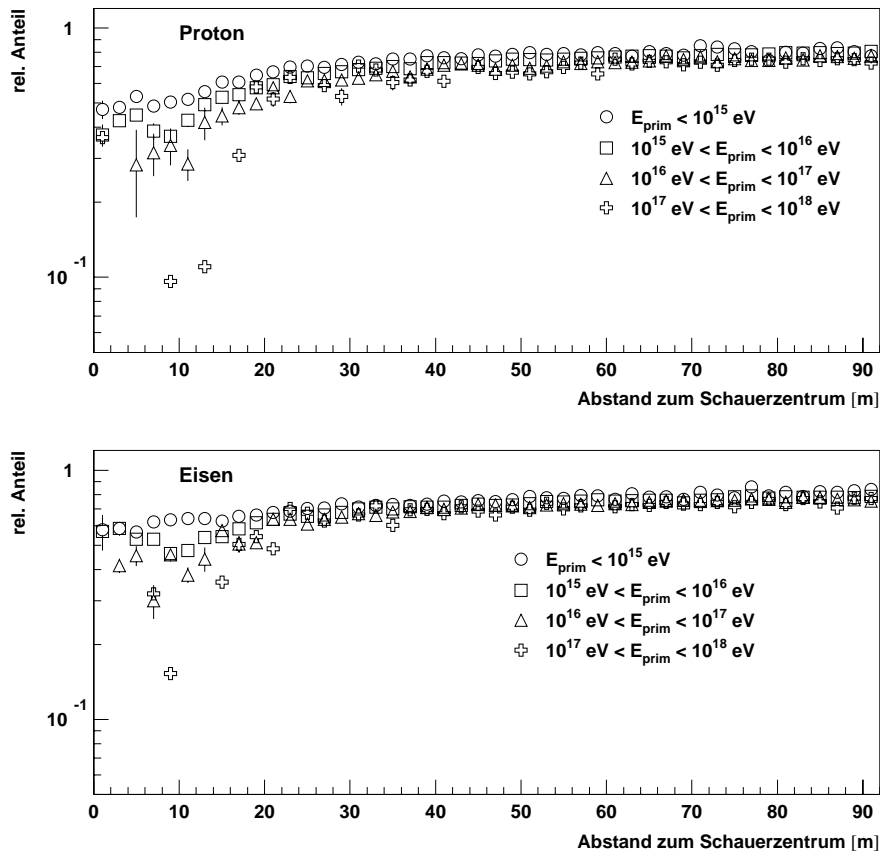


Abbildung 8.2: Vergleich des Anteils der Myonen an der Gesamt-Trefferanzahl für Proton- und Eisenschauer unterschiedlicher Primärenergien

Detektorlagen definieren kann [Hau96a], ist es im Fall der LST notwendig auf Simulationen zurückzugreifen. Bei den CRES-Simulationen der Detektorantwort der LST wurde zusätzlich die Teilchenart der signalerzeugenden Teilchen gespeichert, um den Anteil der Myonen an der Gesamtzahl der Treffer bestimmen zu können. Abb. 8.1 zeigt das Verhalten des Myonanteils an den LST-Treffern für unterschiedliche Primärteilchen (Protonen und Eisen) und Schauerzentrumsabstände. Es lässt sich für alle Energiebereiche eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Primärteilchen erkennen. Ab ungefähr

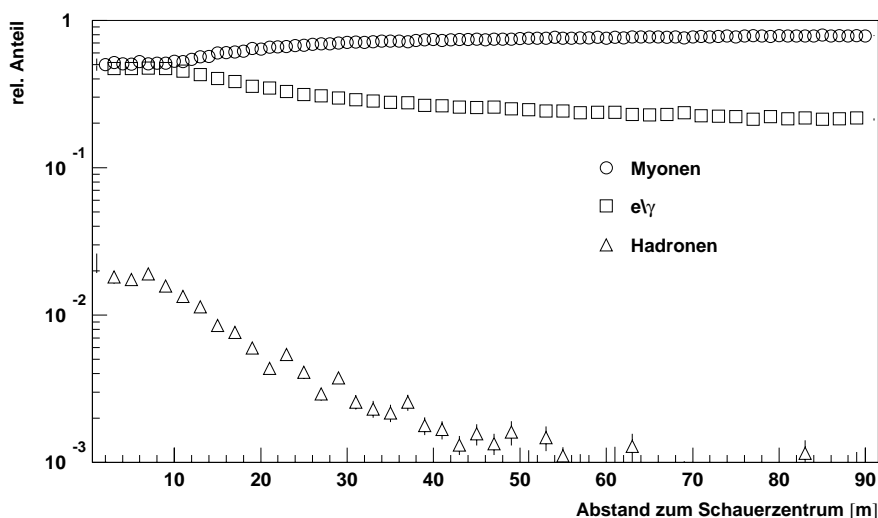


Abbildung 8.3: Anteil von Myonen, elektromagnetischen Teilchen und Hadronen an der Gesamtzahl der Trefferanzahl in den LST

20 m Abstand vom Schauerzentrum treten keine signifikanten Unterschiede zwischen den Verteilungen mehr auf. Vergleicht man nun die Verteilungen für ein Primärteilchen in den unterschiedlichen Energiebereichen (Abb. 8.2 oben protoninduzierte Schauer, unten eiseninduzierte Schauer), so zeigt sich auch hier, dass ausser in der unmittelbaren Umgebung des Schauerzentrums keine großen Unterschiede auftreten. Entsprechendes gilt auch für die Verteilungen der elektromagnetischen und hadronischen Komponente. Daher wurde für den Anteil der von Myonen ausgelösten Treffer in den Streamer-Tubes ein energie- und primärteilchenunabhängiger Faktor eingeführt, der sich nur mit dem Abstand zum Schauerzentrum ändert. Abb. 8.3 zeigt den so ermittelten Anteil an Myontreffern im LST-System in Abhängigkeit vom Abstand des Detektors vom Schauerzentrum. Zusätzlich sind hier die entsprechenden Anteile der elektromagnetischen und hadronischen Komponenten aufgetragen. Man kann sehen, dass die hadronische Komponente nur im Bereich bis ungefähr 20 m Entfernung vom Schauerzentrum für mehr als ein Prozent der Treffer verantwortlich ist. Im gleichen Bereich lösen Myonen und elektromagnetische Teilchen im gleichen Maß den Hauptteil der Treffer aus. Je weiter man sich vom Schauerzentrum entfernt, desto mehr überwiegen die Myonen. Sie erzeugen bei einem Zentrumsabstand von 90 m ungefähr 80 % der

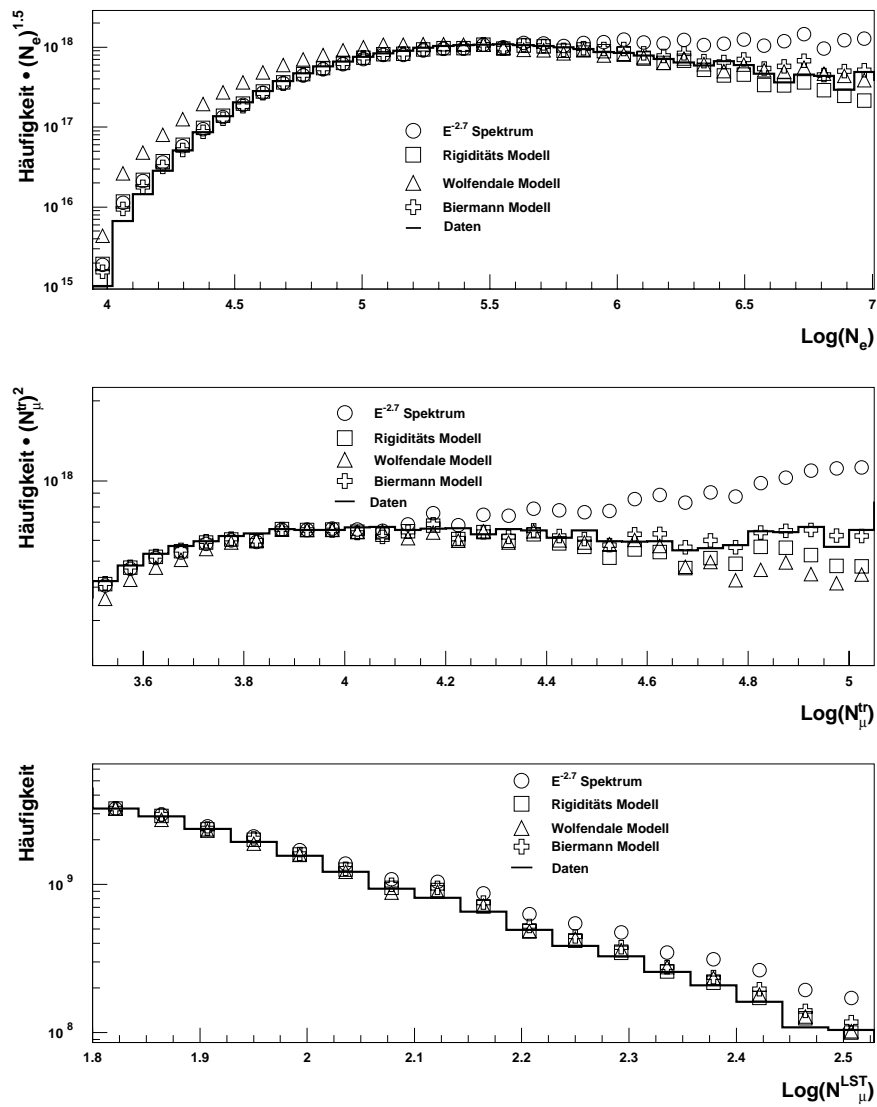


Abbildung 8.4: Vergleich der gemessenen mit den simulierten  $lgN_e$ -Spektren (oben),  $lgN_\mu^{tr}$ -Spektren (mitte) und  $lgN_\mu^{LST}$  (unten)

Treffer. Bei den folgenden Untersuchungen sind die LST-Myonverteilungen in Simulationen und Messdaten immer mit diesem Faktor korrigiert.

Um zu zeigen, dass die in Kapitel 6 untersuchten Modelle und ihre Imple-

mentierung sinnvoll sind, werden in Abb. 8.4 die Spektren der oben für die Simulation gezeigten Größen  $\lg N_e$ ,  $\lg N_\mu^{tr}$  und  $\lg N_\mu^{LST}$  mit den gemessenen Verteilungen verglichen. Es zeigt sich dabei, dass die Messdaten deutlich den Modellen mit einem Knie im Energiespektrum folgen, wobei klar zu sehen ist, dass die Form der Spektren des Erlykin/Wolfendale-Modells im Schwellen-Bereich nicht mit den Daten zusammenpasst. Als zu favorisierende Modelle erweisen sich anhand dieser grundlegenden Untersuchungen das Rigiditäts-Modell und das Biermann-Modell, deren Spektren sich nicht stark unterscheiden. Man kann für alle drei dargestellten grundlegenden Observablen feststellen, dass man an anhand des Vergleichs der Form der Spektren zwar klar sagen kann, dass die Daten einen Verlauf zeigen, der erwartungsgemäß ein Knie verlangt, dass es allerdings nicht möglich ist zwischen den verschiedenen Modellen, die einen Abbruch im Spektrum voraussagen, zu unterscheiden. Um dies zu erreichen sind weitergehende Analysen notwendig, die mehrere Observablen kombinieren. Bei den folgenden Untersuchungen wurde das Rigiditäts-Modell zum Vergleich von Simulationen mit Messdaten verwendet, da andere Untersuchungen der KASCADE-Daten ([Rot02, Ulr02]) ein rigiditätsabhängiges Knie zeigen.

## 8.2 Myonlateralverteilungen

Zur Erstellung von Myonlateralverteilungen werden die vorliegenden Trefferverteilungen unter Hinzunahme von Ergebnissen anderer Experimente umgerechnet. Der erste Schritt dabei ist, die Daten in Schauerkoordinaten umzurechnen. Hierzu werden sämtliche Detektor- und Trefferpositionen auf eine Ebene senkrecht zur Schauerachse projiziert. Es muss dabei auch berücksichtigt werden, dass sich die effektive Fläche der Detektoren mit dem Schauerwinkel ändert. Es werden für die weiteren Analysen nur Treffer von Teilchen verwendet, die bei den entsprechenden Schauerwinkeln die Abschirmung durch das gesamte Kalorimeter erfahren haben. Um einen Vergleich mit den Myonkammern zu ermöglichen, wurde ein anderer Algorithmus zur Berechnung der Myondichten verwendet als in einer früheren Arbeit ([Ant01]), in der Lateralverteilungen der myonischen, elektromagnetischen und hadronischen Schauerkomponenten dargestellt wurden. Da für die MWPC in dieser

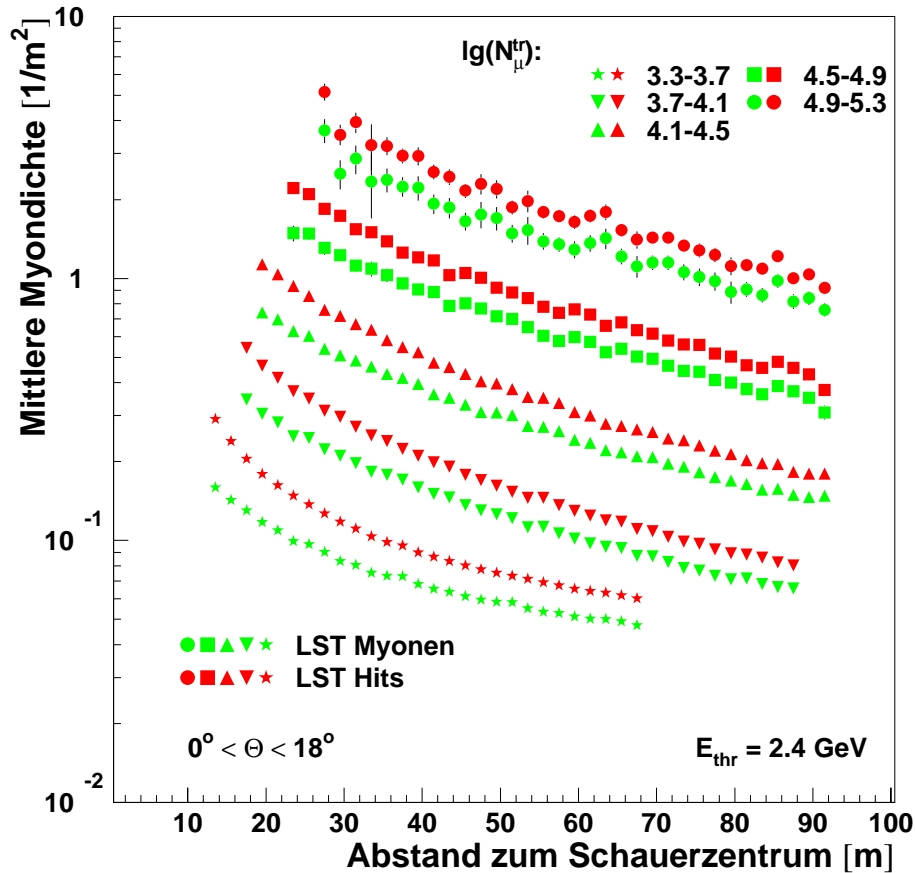


Abbildung 8.5: Vergleich der mit den LST rekonstruierten Myonlateralverteilungen mit den unkorrigierten Trefferverteilungen

Analyse nur die Myonzahl im gesamten Detektor und die gesamte sensitive Fläche verfügbar waren, wurde die Dichte nicht in Ringen, sondern im ganzen Detektor bestimmt, wobei der Abstand zum Schauerzentrum bezüglich des Schwerpunkts des Detektors berechnet wurde. Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich daher mit [Ant01] nicht direkt vergleichen, zeigen aber ein ähnliches grundsätzliches Verhalten. Anhand dieser Größen lassen sich nun Lateralverteilungen erzeugen. Für diese Analysen wurden die Schauer, zusätzlich zu den generellen Schnitten, in fünf Bereiche des Zenitwinkels  $\Theta$  gleichen Raumwinkels eingeteilt. Die Obergrenzen der Bereiche waren dabei  $18^\circ$ ,  $25^\circ$ ,

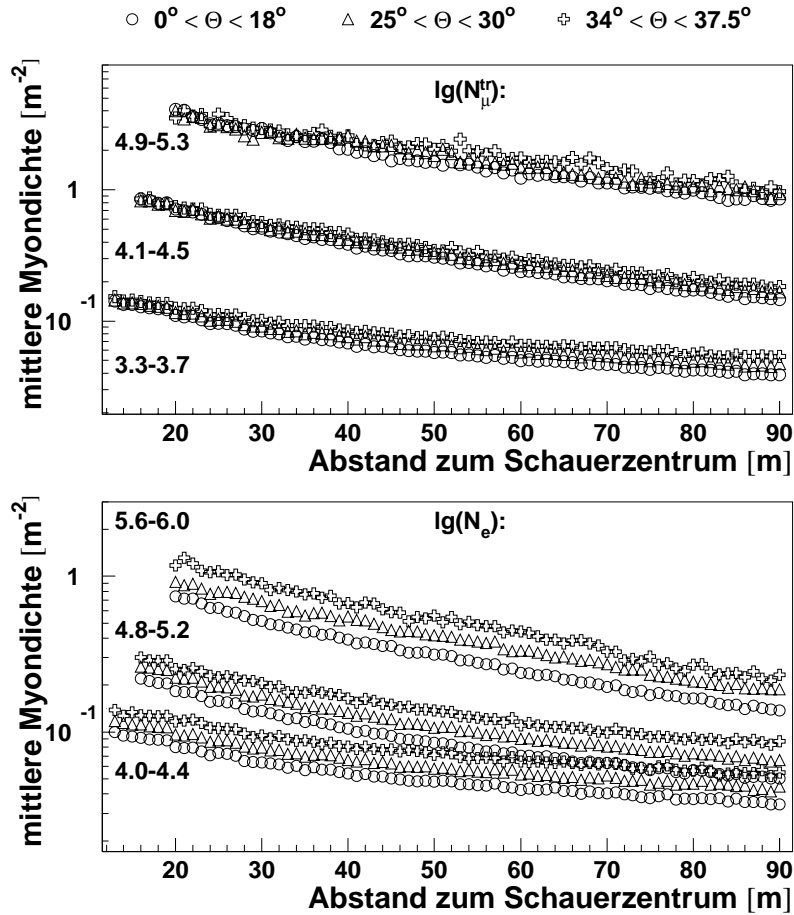


Abbildung 8.6: Vergleich der mit den LST rekonstruierten Myonlateralverteilungen bei verschiedenen Einfallswinkeln der Luftschauer

$30^\circ$ ,  $34^\circ$ ,  $37.5^\circ$ . Die Schauer wurden sowohl nach  $\lg N_\mu^{tr}$  als auch nach der Schauergröße  $\lg N_e$  selektiert, da diese beiden Größen unterschiedlich sensitiv auf Energie und Masse der Primärteilchen sind. Bei der Selektion nach  $\lg N_\mu^{tr}$  wurden Bereiche einer Breite von  $\Delta \lg N_\mu^{tr} = 0.4$  gewählt, die Obergrenzen der Bereiche waren dabei 3.7, 4.1, 4.5, 4.9, 5.3. Bei der Selektion nach  $\lg N_e$  wurden ebenfalls fünf Bereiche getrennt untersucht, jeweils mit einer Breite von  $\Delta \lg N_e = 0.4$ . Die Obergrenzen wurden zu 4.4, 4.8, 5.2, 5.6, und 6.0 festgelegt.

Im folgenden Abschnitt werden die Myonlateralverteilungen, die anhand

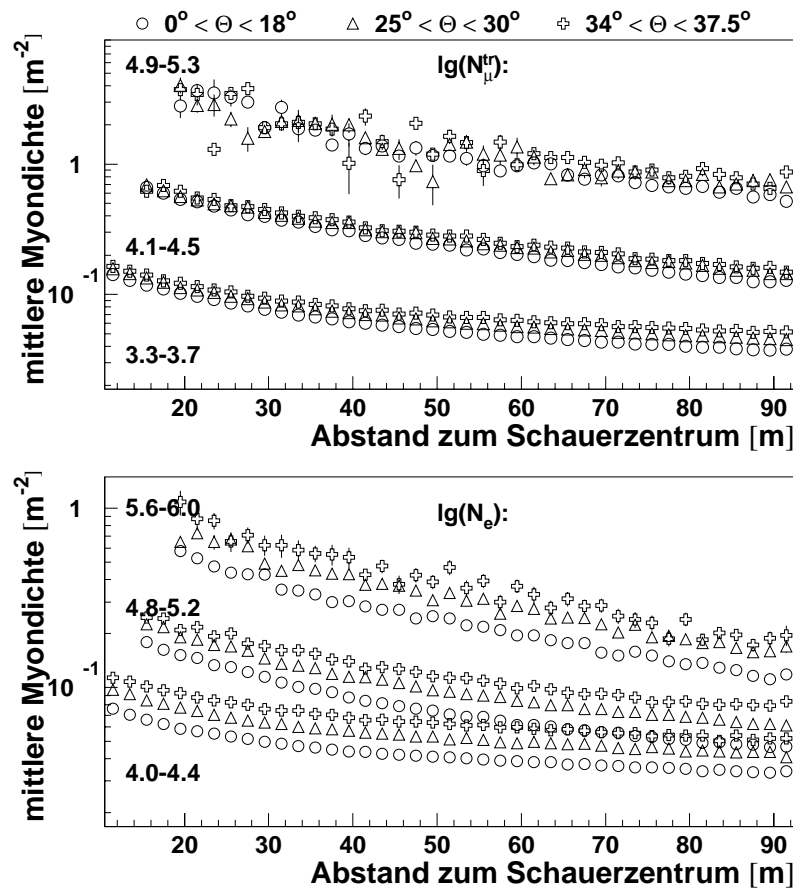


Abbildung 8.7: Vergleich der mit den MWPC rekonstruierten Myonlateralverteilungen bei verschiedenen Einfallswinkeln der Luftschauer

der LST-Daten erstellt wurden, vorgestellt und mit Simulationen und den Daten der MWPC verglichen. In Abb. 8.5 sind die Lateralverteilungen in der  $\lg N_{\mu}^{tr}$ -Selektion dargestellt, wobei die jeweils höher liegenden Verteilungen die Teilchenzahlen und die darunter liegenden Kurven die Myonzahlen nach der Korrektur darstellen. Man kann auch in diesem Bild erkennen, dass die Korrektur abstandsabhängig, nicht jedoch energieabhängig ( $\lg N_{\mu}^{tr}$ -abhängig) wirkt. Die Kurve für den niedrigsten  $\lg N_{\mu}^{tr}$ -Bereich zeigt ein leicht von den anderen Verteilungen abweichendes Bild, was darauf zurückzuführen ist, dass man bei diesen kleinen Schauern mit zunehmendem Abstand vom Schau-

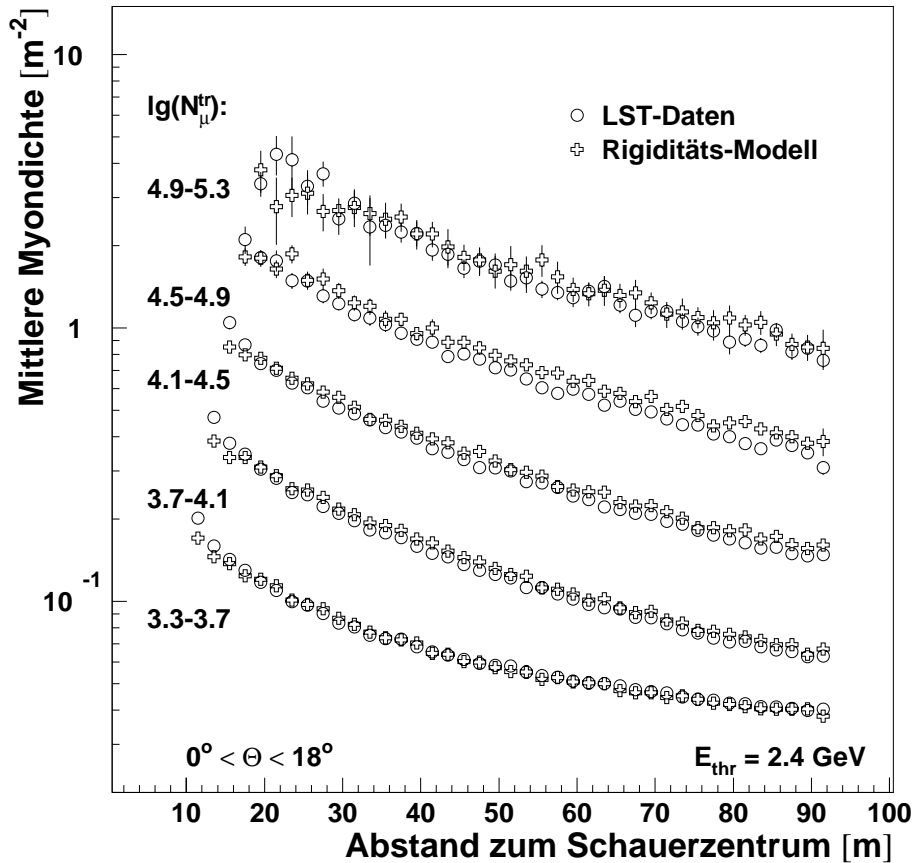


Abbildung 8.8: Vergleich der Myonlateralverteilungen der LST in fünf  $\lg N_{\mu}^{tr}$  Bereichen mit dem Rigiditäts-Modell

erzentrum nur noch Schauer misst, die überdurchschnittlich viele Myonen enthalten, weil sie sonst im Detektor gar kein Signal mehr erzeugen würden. Dies führt dazu, dass diese Verteilung, wie auch die untersten Kurven in den folgenden Auftragungen, flacher verlaufen als die übrigen.

In den folgenden beiden Grafiken sind die Myonlateralverteilungen der LST (Abb. 8.6) und der MWPC (Abb. 8.7) für verschiedene Bereiche des Einfallswinkels der Luftschaer mit jeweils gleichem Raumwinkel dargestellt. Es werden hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nur je drei  $\lg N_{\mu}^{tr}$  bzw.  $\lg N_e$  Bereiche dargestellt. Im jeweils oberen Teil, der die  $\lg N_{\mu}^{tr}$ -Selektion darstellt,



zeigt sich nur eine schwache Winkelabhängigkeit. Dies war zu erwarten, da hier sowohl nach der myonischen Komponente selektiert, als auch Myonen aufgetragen sind, die Unterschiede also nur durch den Verlust weniger niederenergetischer Myonen in  $N_\mu^{tr}$  bei größerem Winkel hervorgerufen werden. Anders ist das Bild bei der Selektion nach  $\lg N_e$ , die im jeweils unteren Teil von Abb. 8.6 und 8.7 dargestellt ist. Da man hier auf die elektromagnetische Schauerkomponente selektiert, die mit der durchlaufenen Atmosphärendicke, also zu größeren Winkeln hin, stark abnimmt, sieht man eine deutliche Winkelabhängigkeit. Bei größeren Winkeln selektiert man mit dem gleichen Wert von  $N_e$  Schauer höherer Energie, also größerer Myondichte in den LST bzw. MWPC.

Im Folgenden soll nun untersucht werden, ob die Vorhersagen der in Kapitel 6 vorgestellten Kompositionsmodelle mit den Daten der beiden Detektorkomponenten verträglich sind. Dazu wurde zunächst für alle vier Modelle der Element-Zusammensetzung die Selektion nach  $\lg N_\mu^{tr}$  durchgeführt, es zeigte sich hierbei eine gute Übereinstimmung der LST-Daten mit allen vier Modellen in allen  $\lg N_\mu^{tr}$ -Bereichen, was der Erwartung entspricht, da  $\lg N_\mu^{tr}$  eine hauptsächlich energieabhängige Observable ist, wie auch die Myondichte in LST und MWPC, und somit Unterschiede im Energiespektrum der kosmischen Strahlung sich nur in der Häufigkeit der vorkommenden Werte der Myondichte, nicht jedoch in den Werten selbst niederschlägt. Es besteht anhand dieser Auftragung keine Möglichkeit gewisse Modelle auszuschließen. Zur Vereinfachung der Grafik ist in Abb. 8.8 nur der Vergleich mit den LST-Daten mit dem Rigiditäts-Modell aufgetragen, die Kurven der anderen Modelle decken sich ebenfalls mit den Daten.

Ein anderes Bild zeigt sich bei der Auftragung nach  $\lg N_e$ . Hier wird deutlich, dass für das Modell, das Erlykin und Wolfendale vorschlagen, höhere Werte für die mittlere Myondichte auftreten, als für die anderen Modelle und die Messdaten. Das liegt darin begründet, dass bei einer Selektion nach  $\lg N_e$  für unterschiedliche Primärteilchen unterschiedliche Energiebereiche ausgewählt werden, d.h. auch unterschiedliche mittlere Myondichten. Da das Erlykin/Wolfendale-Modell als einziges eine deutlich schwerere Komposition annimmt (wesentlich weniger primäre Protonen als bei den übrigen Modellen), werden hier also im Mittel höherenergetischere Schauer selektiert.

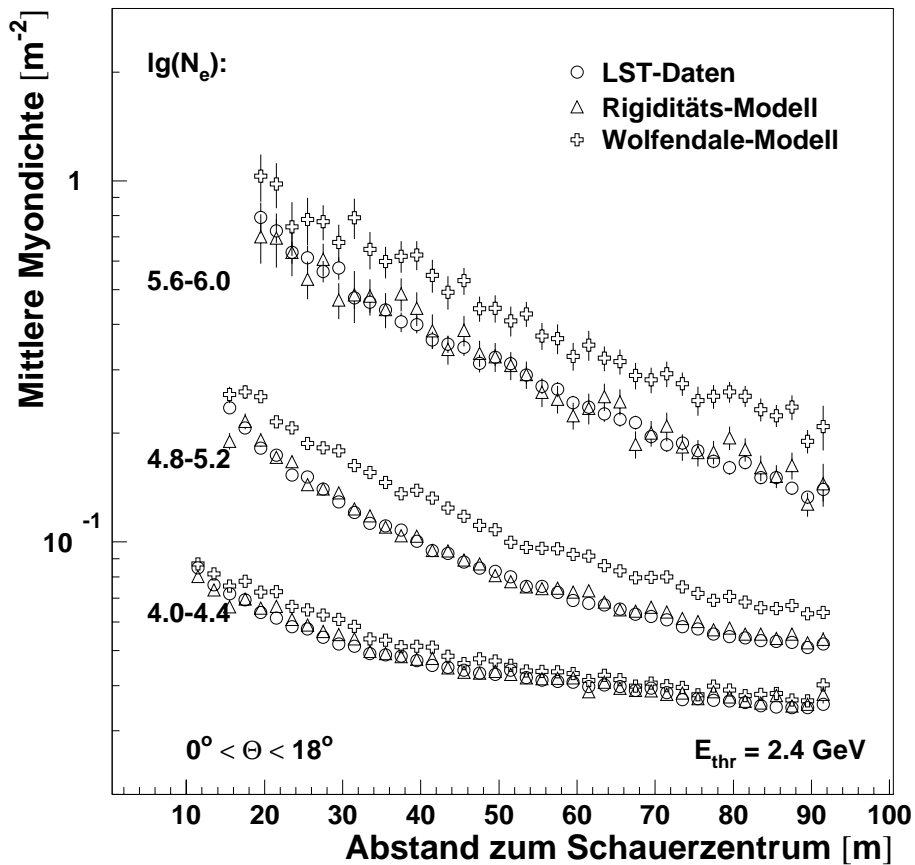


Abbildung 8.9: Vergleich der Myonlateralverteilungen der LST in drei  $\lg N_e$  Bereichen mit verschiedenen Modellen

tiert. In Abb. 8.9 ist dieser Sachverhalt für drei  $\lg N_e$ -Bereiche aufgetragen. Man erkennt, dass die Lateralverteilungen des Erlykin/Wolfendale-Modells mit steigendem  $\lg N_e$  immer stärker von den LST-Daten und den Daten des Rigiditäts-Modells abweichen. Die Daten der anderen Modelle, die hier aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen wurden, decken sich mit den gemessenen Daten. Der Vergleich zeigt also deutlich, dass die gemessenen Daten der Myonlateralverteilungen dem Erlykin/Wolfendale-Modell widersprechen. Auch der Vergleich der Modelle mit den MWPC-Daten zeigt die gleichen Sachverhalte. In Abb. 8.10 ist beispielhaft der Vergleich der MWPC-Daten

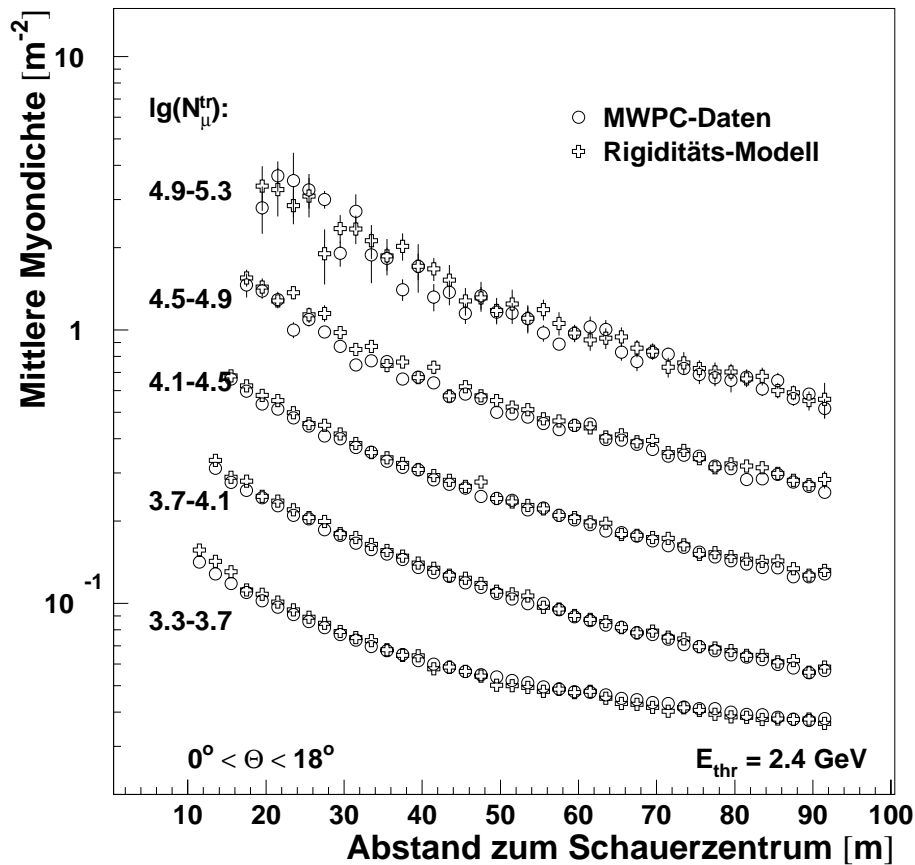


Abbildung 8.10: Vergleich der Myonlateralverteilungen der MWPC in fünf  $\lg N_\mu^{tr}$  Bereichen mit verschiedenen Modellen

mit dem Rigiditäts-Modell aufgetragen, man erkennt auch hier eine gute Übereinstimmung.

Nun werden die Myonlateralverteilungen der beiden Detektorkomponenten miteinander verglichen. Abb. 8.11 zeigt die nach  $\lg N_\mu^{tr}$  selektierten Myonlateralverteilungen, wie sie mit den MWPC und den LST bestimmt werden. Es zeigt sich, dass in allen  $N_\mu^{tr}$ -Bereichen die LST höhere Myondichten bestimmen als die MWPC. Der Unterschied zwischen den Verteilungen wird dabei mit steigendem  $\lg N_\mu^{tr}$  größer. Auch in der Auftragung nach  $\lg N_e$  selektiert, die in Abb. 8.12 dargestellt ist, zeigen sich beim Vergleich von LST-

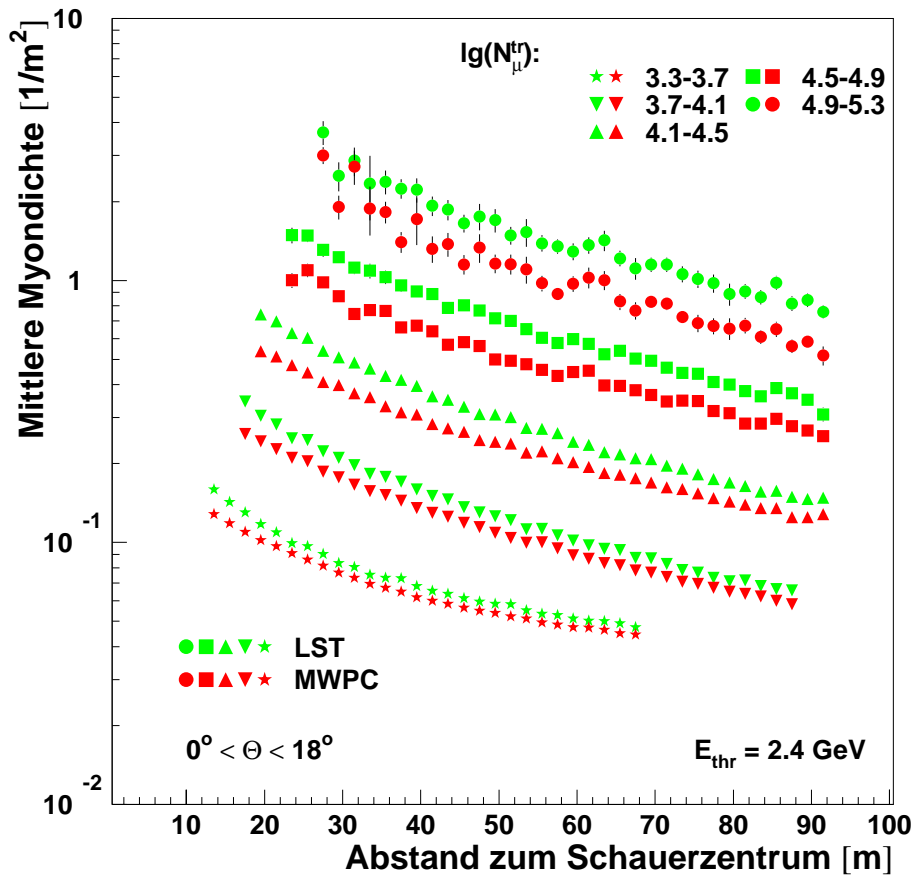


Abbildung 8.11: Vergleich der mit den LST rekonstruierten Myonlateralverteilungen mit den Ergebnissen der MWPC für unterschiedliche  $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Bereiche

und MWPC-Daten ähnliche Unterschiede wie in Abb. 8.11. Die Unterschiede in den Verteilungen lassen sich durch die verschiedenen Methoden erklären, die zur Definition von Treffern in den beiden Detektoren verwendet wurden. Die Myonkammern benutzen Spuren von Teilchen, die in beiden Lagen des Detektors ein Signal erzeugt haben, an die noch weitere Bedingungen gestellt werden, wie z.B. dass sie nicht zu sehr von der Schauerrichtung abweichen und sich nicht mit einer anderen Spur innerhalb des Kalorimeters treffen dürfen [Hau96a]. In den LST hingegen muss man sich auf die Korrektur der

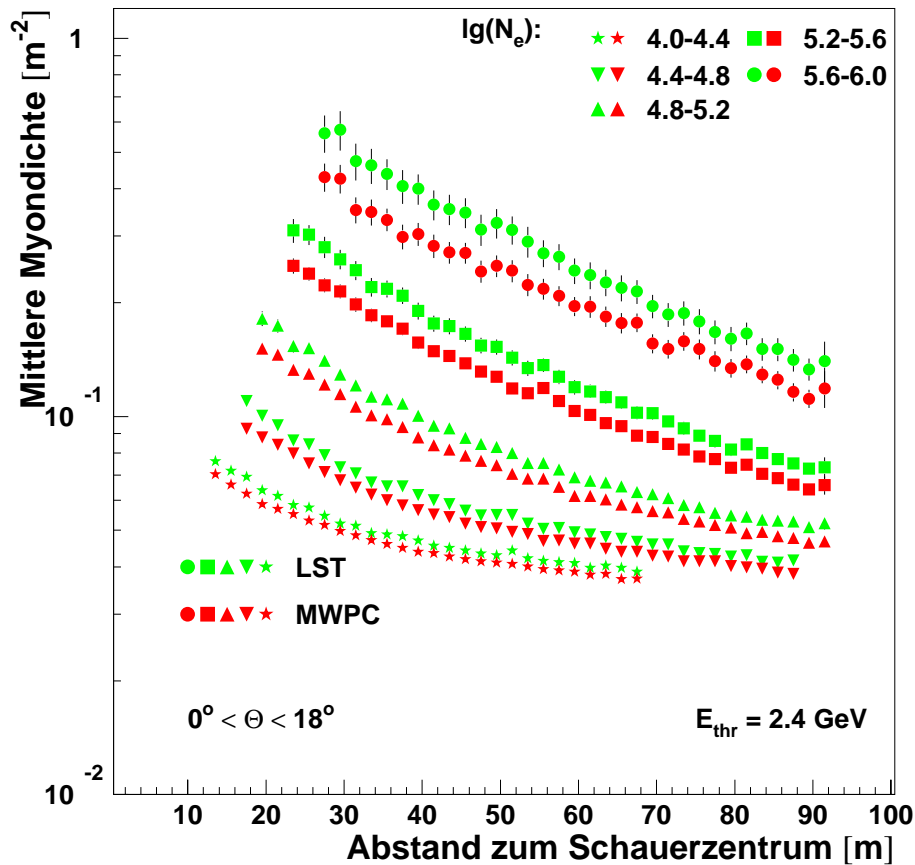


Abbildung 8.12: Vergleich der mit den LST rekonstruierten Myonlateralverteilungen mit den Ergebnissen der MWPC für unterschiedliche  $\lg(N_e)$ -Bereiche

Daten anhand von Simulationen verlassen, da man nur eine Detektorlage zur Verfügung hat und somit keine Spurrekonstruktion durchführen kann. Da die Untersuchung der Detektorantwort der LST (Abschnitt 5.5) zeigt, dass Myonen mit einer sehr hohen Effizienz, bis zu großen Teilchendichten, rekonstruiert werden und aus der Zahl der Treffer anhand eines primärteilchen- und energieunabhängigen Faktors die Zahl der Myonen bestimmt werden kann, lässt sich darauf schließen, dass die Unterschiede in den Verteilungen von LST und MWPC auf die Schwierigkeiten der Rekonstruktion von Myon-

zahlen in den MWPC zurückzuführen sind. Diese Unterschiede lassen sich also erklären und korrekt berücksichtigen, wie die in den Abschnitten 8.4 und 8.5 dargestellten Untersuchungen zeigen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Myonlateralverteilungen der LST und MWPC verstanden sind und den Erwartungen entsprechen. Zukünftig sollten die Ergebnisse der beiden Detektorkomponenten zusammengeführt werden, um so ein konsistentes Bild der hochenergetischen myonischen Schauerkomponente zu erhalten. Bezüglich der verwendeten Kompositionsmodelle lässt sich sagen, dass die Untersuchung der Myonlateralverteilungen deutlich zeigt, dass das Modell von Erlykin und Wolfendale diesen Aspekt nicht korrekt beschreiben kann, da es in der Korrelation mit  $\lg N_e$  zu wenig leichte Primärteilchen vorhersagt.

### 8.3 Myondichtespektren

Zur Erstellung von Myondichtespektren werden die Daten im Gegensatz zu den Lateralverteilungen bei festem Schauerzentrumsabstand für den gesamten Energie- bzw.  $N_\mu^{tr}$ -bereich aufgetragen. In diesen Verteilungen spiegelt sich das primäre Energiespektrum der kosmischen Strahlung wieder. Es ist daher für diese Untersuchung interessant, die anhand von Messdaten gewonnenen Ergebnisse mit denen von Simulationen zu vergleichen, wobei hier wieder die verschiedenen astrophysikalischen Modelle für das Spektrum der kosmischen Strahlung und teilchenphysikalischen Modelle für die hadronische Wechselwirkung verwendet werden. Die Myondichtespektren werden in Anlehnung an [Ant01] in neun Abstandsbereichen gleicher Fläche rekonstruiert. Die oberen Grenzen dieser Abstandsbereiche waren hierbei 37.0, 42.9, 48.0, 52.7, 57.0, 60.9, 64.7, 68.2 und 71.6 m. Zusätzlich zu den generellen Schnitten wurde hier  $5^\circ < \Theta < 35^\circ$  gefordert. Abb. 8.13 zeigt den Vergleich der mit den LST gemessenen Myondichtespektren mit den oben beschriebenen Modellen. Im oberen Teil ist beispielhaft für ein Abstandsintervall der Vergleich der Messdaten mit allen vier Modellen gezeigt. Man kann deutlich erkennen, dass die Daten erwartungsgemäß ein Spektrum ohne Knie ausschließen. Allerdings sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen mit veränderlichem Spektralindex nicht groß genug, um eine entscheidende Aus-

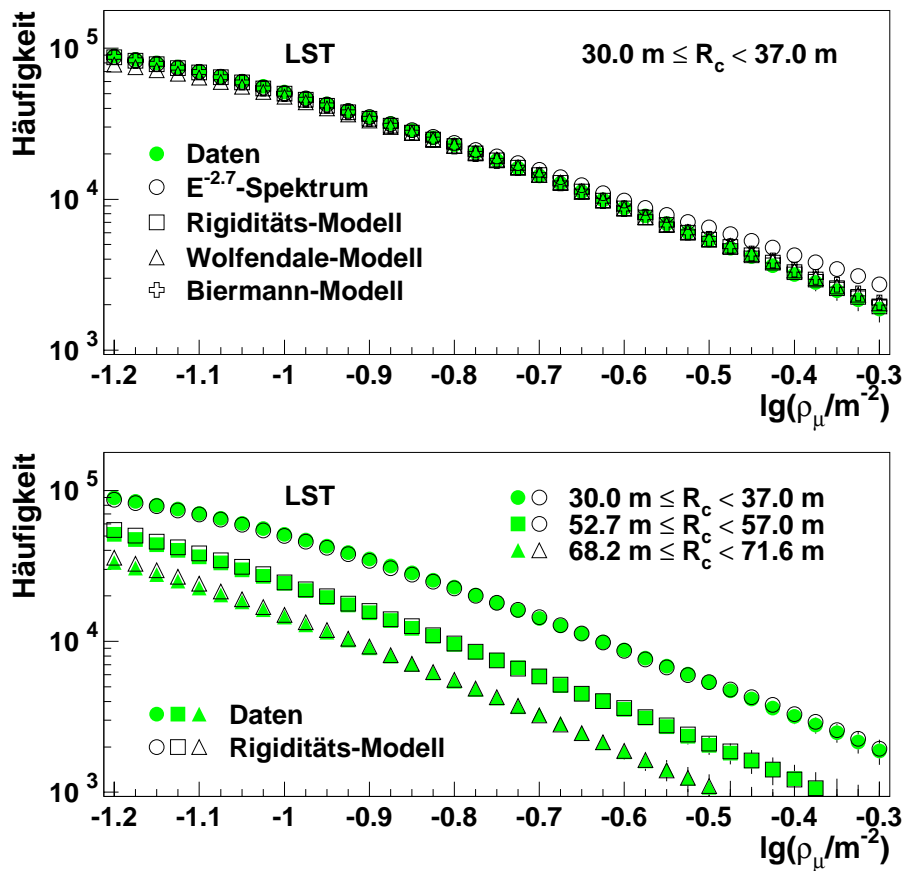


Abbildung 8.13: Vergleich der gemessenen Myondichtespektren der LST mit verschiedenen Modellen und bei verschiedenen Abständen vom Schauerzentrum

sage über die Qualität der drei Modelle zu machen. Der untere Teil der Abbildung zeigt, der Übersichtlichkeit halber, für jeden dritten Abstandsbe- reich den Vergleich der gemessenen Dichtespektren mit den Ergebnissen für das Modell mit dem rigiditätsabhängigen Knie. Es besteht in allen Abstand- sintervallen (auch den nicht gezeigten) eine sehr gute Übereinstimmung der Resultate. In Abb. 8.14 sind die gleichen Untersuchungen für die Myonkam- mern dargestellt. Auch hier zeigt sich das gleiche qualitative Verhalten. Das Modell mit durchgehendem Spektralindex kann ausgeschlossen werden, eine

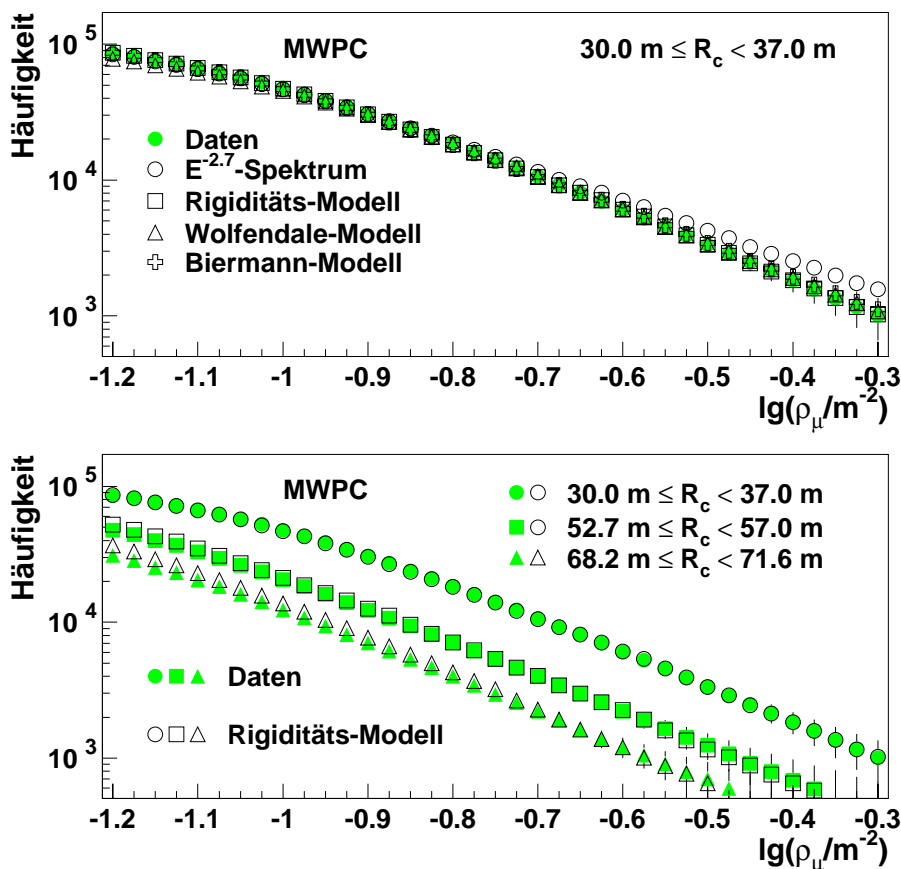


Abbildung 8.14: Vergleich der gemessenen Myondichtespektren der MWPC mit verschiedenen Modellen und bei verschiedenen Abständen vom Schauerzentrum

Auswahl zwischen den übrigen Modellen ist anhand dieses Parameters alleine nicht möglich. Der Vergleich mit dem Rigiditäts-Modell zeigt auch hier eine gute Übereinstimmung.

Vergleicht man nun die Dichtespektren der LST und der MWPC untereinander, so stellt man fest, wie Abb. 8.15 für drei Abstandsbereiche zeigt, dass sich die Spektren der beiden Detektorkomponenten deutlich unterscheiden, wie es auch bei den Myonlateralverteilungen zu beobachten war. Dies liegt auch hier in den unterschiedlichen Methoden zur Myonbestimmung be-



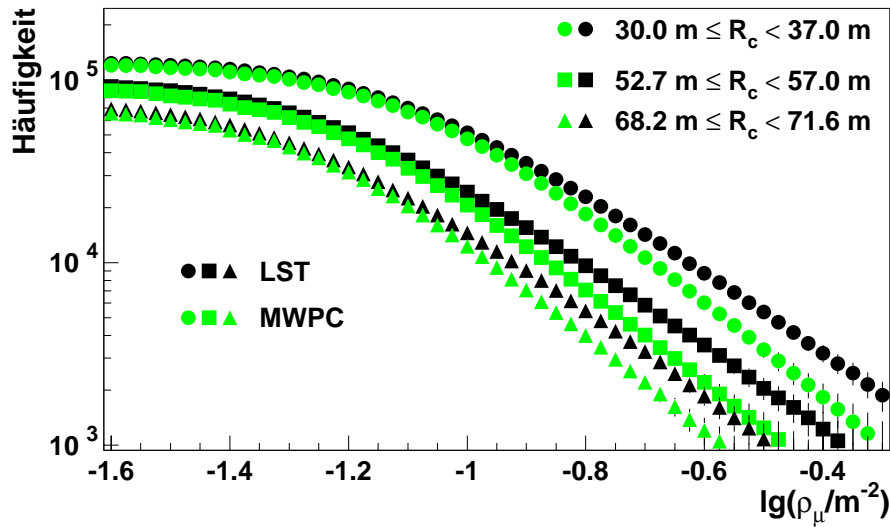


Abbildung 8.15: Vergleich der Myondichtespektren der LST und der MWPC bei verschiedenen Abständen vom Schauerzentrum

gründet. Dass für beide Detektorkomponenten die Verteilungen aus Messung und Simulation verträglich sind, zeigt die korrekte Beschreibung der Detektoreigenschaften in CRES.

## 8.4 Bestimmung des Energiespektrums

Aus den Daten der Myondichtespektren, die mit den LST und den MWPC bestimmt wurden, lässt sich mit Hilfe von Simulationen die Form des primären Energiespektrums reproduzieren [Ant02]. Man benötigt als weitere Information aus Simulationsrechnungen den Zusammenhang zwischen der Myondichte und der Primärenergie für die entsprechenden Abstände. Geht man von einem Potenzgesetz für den Verlauf des Energiespektrums unter- und oberhalb des Knies aus, also  $(dN/dE_0) \propto E_0^{-\gamma_{1,2}}$ , so kann man dies zerlegen in  $(dN/d\rho_\mu) \cdot (d\rho_\mu/dE_0)$ . Diese beiden Größen sind zugänglich,  $(dN/d\rho_\mu)$  aus den gemessenen Daten,  $(d\rho_\mu/dE_0)$  aus Simulationsrechnungen. Sind in den Simulationsrechnungen die Detektoreigenschaften der verschiedenen Detektorkomponenten richtig berücksichtigt und verwendet man ein teilchenphysikalisches Modell, das die hadronische Wechselwirkung der kosmischen Strah-

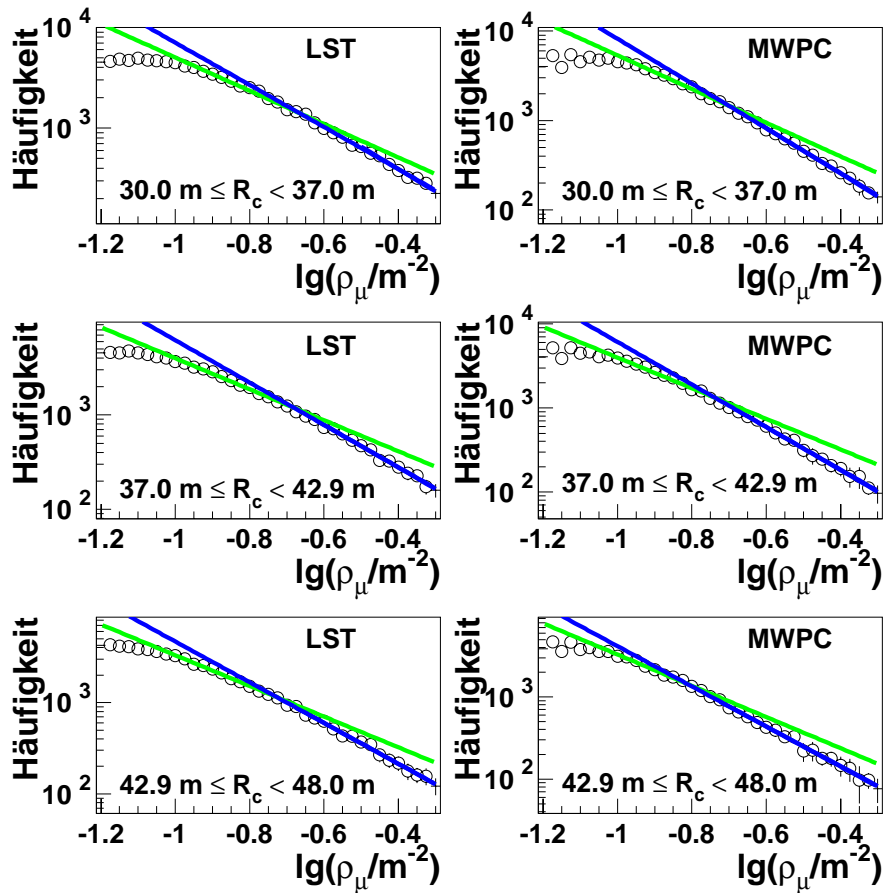


Abbildung 8.16: Anpassung zweier Potenzfunktionen an die Myondichtespektren der LST und MWPC unterhalb und oberhalb des Knies in Abhängigkeit vom Abstand des Schauerzentrums

lung in der Atmosphäre hinreichend gut beschreibt, so sollten sich für die Spektralindizes (unter- und oberhalb des Knies), die man anhand der Daten unterschiedlicher Detektorkomponenten errechnet, im Rahmen der Statistik die gleichen Werte ergeben. An die Myondichtespektren, wie sie mit den LST und den MWPC ermittelt wurden, wurden unter- und oberhalb des Knies Potenzfunktionen angepasst. Abb. 8.16 bis 8.18 zeigen dies für die neun Abstandsintervalle. Man erkennt in der doppeltlogarithmischen Auftragung deutlich die unterschiedlichen Steigungen der beiden Geraden, die den

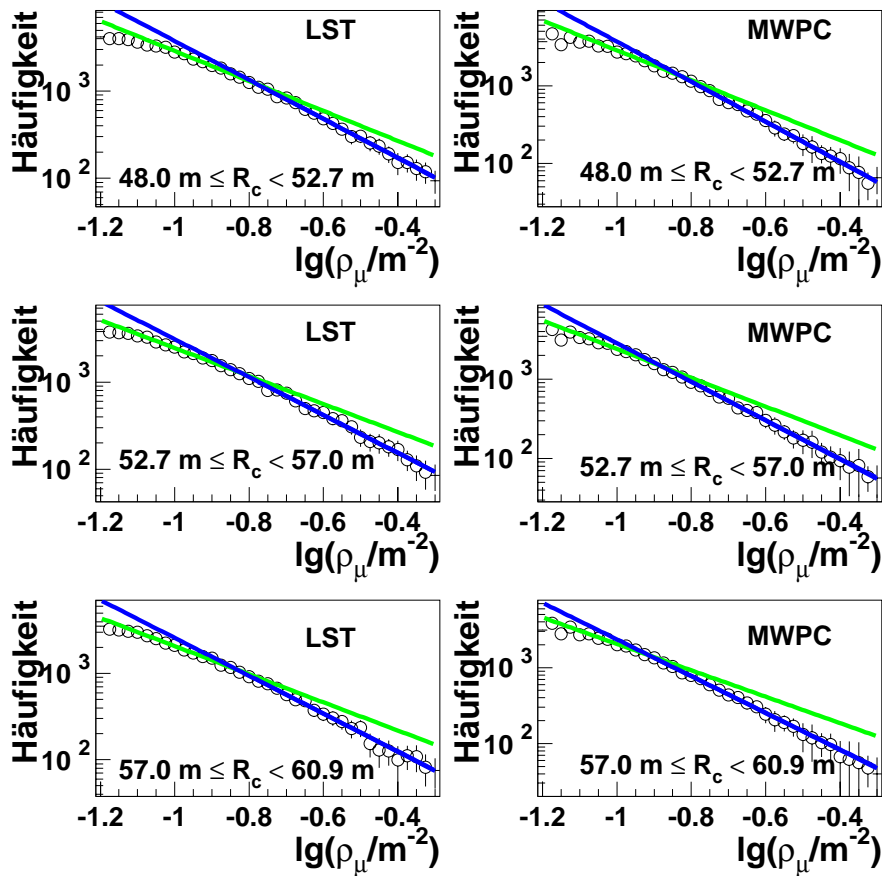


Abbildung 8.17: Anpassung zweier Potenzgesetze an die Myondichtespektren der LST und MWPC unterhalb und oberhalb des Knies in Abhängigkeit vom Abstand des Schauerzentrums

Spektralindizes entsprechen. Die Geraden wurden über den Anpassungsbereich hinaus verlängert um das Abknicken der Spektren deutlicher zu zeigen. Betrachtet man die Schnittpunkte der beiden Geraden, die die Position des Knies der Spektren festlegen, so zeigt sich, dass sie sich mit zunehmenden Abstand zu kleineren Myondichten verschieben. Dies entspricht der Erwartung, da die Myondichte in einem ausgedehnten Luftschauer nach aussen hin abnimmt und somit bei gleicher Energie mit zunehmendem Abstand im Mittel geringere Myondichten auftreten, das Ergebnis entspricht der Form der

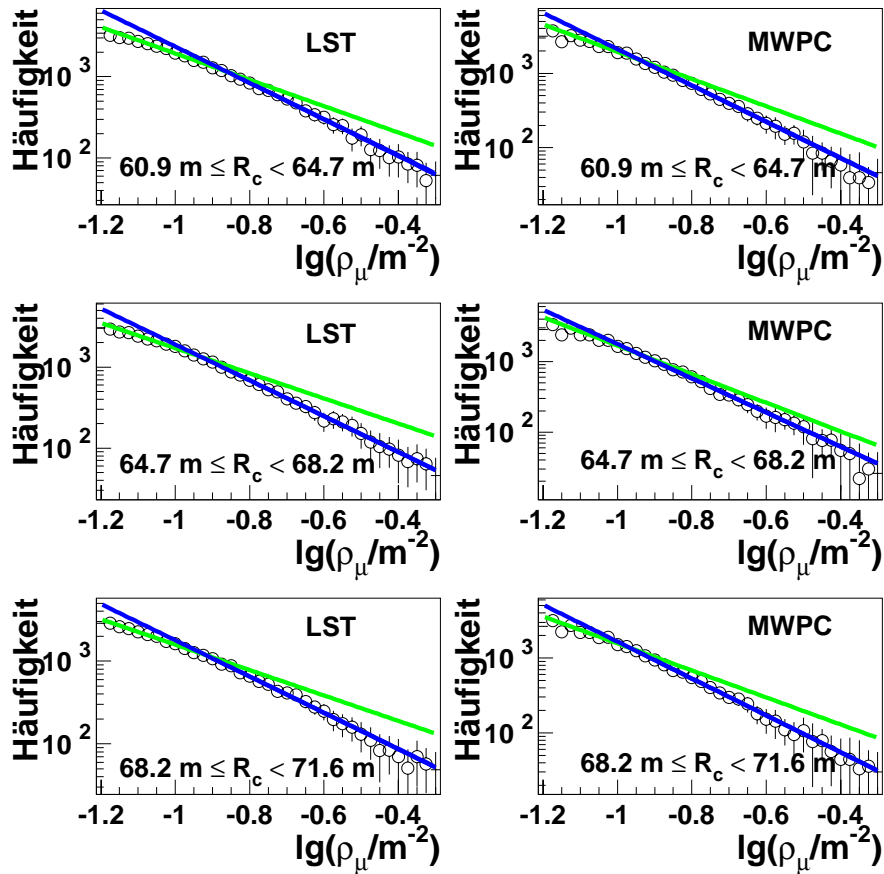


Abbildung 8.18: Anpassung zweier Potenzfunktionen an die Myondichtespektren der LST und MWPC unterhalb und oberhalb des Knies in Abhängigkeit vom Abstand des Schauerzentrums

Myonlateralverteilungen. Für die Anpassung der Potenzfunktion unterhalb des Knies hat man in allen Abstandsbereichen nur wenige Datenpunkte zur Verfügung, da sich dort bereits ein Abfallen der Spektren zu kleineren Dichte hin zeigt. Dieser Schwelleneffekt tritt sowohl bei LST und MWPC auf und wirkt sich auch noch in den Datenpunkten aus, die für die Anpassung verwendet werden. Alle gemessenen Myondichtespektren lassen sich also durch zwei Potenzfunktionen ober- und unterhalb des Knies darstellen. Es gilt daher  $(dN/d\rho_\mu) \propto (\rho_\mu)^{-\beta_{1,2}}$ . Es ergeben sich dabei die folgenden Zahlenwerte

für  $\beta_1$  (unterhalb des Knies) und  $\beta_2$  (oberhalb des Knies):

$R_c$ [m]	LST: $\beta_1$	LST: $\beta_2$	MWPC: $\beta_1$	MWPC: $\beta_2$
$30.0 \leq R_c < 37.0$	$2.68 \pm 0.03$	$3.21 \pm 0.19$	$2.88 \pm 0.04$	$3.54 \pm 0.10$
$37.0 \leq R_c < 42.9$	$2.63 \pm 0.04$	$3.27 \pm 0.13$	$2.80 \pm 0.03$	$3.57 \pm 0.13$
$42.9 \leq R_c < 48.0$	$2.67 \pm 0.04$	$3.24 \pm 0.13$	$2.87 \pm 0.04$	$3.42 \pm 0.13$
$48.0 \leq R_c < 52.7$	$2.70 \pm 0.05$	$3.25 \pm 0.11$	$2.91 \pm 0.06$	$3.59 \pm 0.10$
$52.7 \leq R_c < 57.0$	$2.57 \pm 0.04$	$3.17 \pm 0.11$	$2.76 \pm 0.04$	$3.45 \pm 0.10$
$57.0 \leq R_c < 60.9$	$2.62 \pm 0.03$	$3.21 \pm 0.11$	$2.72 \pm 0.05$	$3.43 \pm 0.09$
$60.9 \leq R_c < 64.7$	$2.57 \pm 0.04$	$3.25 \pm 0.12$	$2.81 \pm 0.06$	$3.44 \pm 0.08$
$64.7 \leq R_c < 68.2$	$2.52 \pm 0.04$	$3.22 \pm 0.12$	$3.01 \pm 0.07$	$3.41 \pm 0.08$
$68.2 \leq R_c < 71.6$	$2.50 \pm 0.03$	$3.20 \pm 0.09$	$2.81 \pm 0.04$	$3.47 \pm 0.09$

In Abb. 8.19 sind die so erhaltenen Spektralindizes  $\beta_1$  für beide Detektorkomponenten und für alle neun Abstandsintervalle aufgetragen. Man erkennt sowohl für den Bereich unterhalb des Knies, als auch für den Bereich oberhalb des Knies eine gute Übereinstimmung der Werte für alle Abstandsbereiche für beide Detektorkomponenten, wobei die Werte für den Bereich oberhalb des Knies wesentlich besser übereinstimmen. Zwischen den jeweiligen Werten der beiden Detektorkomponenten gibt es eine systematische Verschiebung, die eine Folge der unterschiedlich steilen Spektren ist, wie in Abb. 8.15 dargestellt. Sind die Detektoreigenschaften der LST und MWPC in der Detektorsimulation korrekt implementiert und liefern die Wechselwirkungsmodelle ein mit der Messung verträgliches Bild, so sollten sich diese Unterschiede ausgleichen.

Man benötigt aus den Simulationsrechnungen nun  $(d\rho_\mu/dE_0)$ . Für die Simulation wurden hier QGSJet und Sibyll jeweils in Verbindung mit dem Rigiditäts-Modell verwendet. In Abb. 8.20 bis 8.22 ist für die neun gewählten Abstandsbereiche und beide Detektorkomponenten  $\rho_\mu$  über  $\lg(E_0/GeV)$  aufgetragen. Man erkennt, dass in allen Abbildungen die Spektren, die mit QGSJet erzeugt wurden, oberhalb der mit Sibyll erzeugten liegen. QGSJet produziert mehr Myonen mit einer Energie  $> 2.4 GeV$  als Sibyll, unabhängig vom Abstand des Schauerzentrum, der Primärenergie und dem Primärteilchen. Die eingezeichneten Geraden stellen die Anpassung von Potenzfunktionen an die Verteilungen dar. Es zeigt sich auch hier bei allen Abständen sowohl für LST als auch MWPC über einen weiten Bereich eine Abhängigkeit

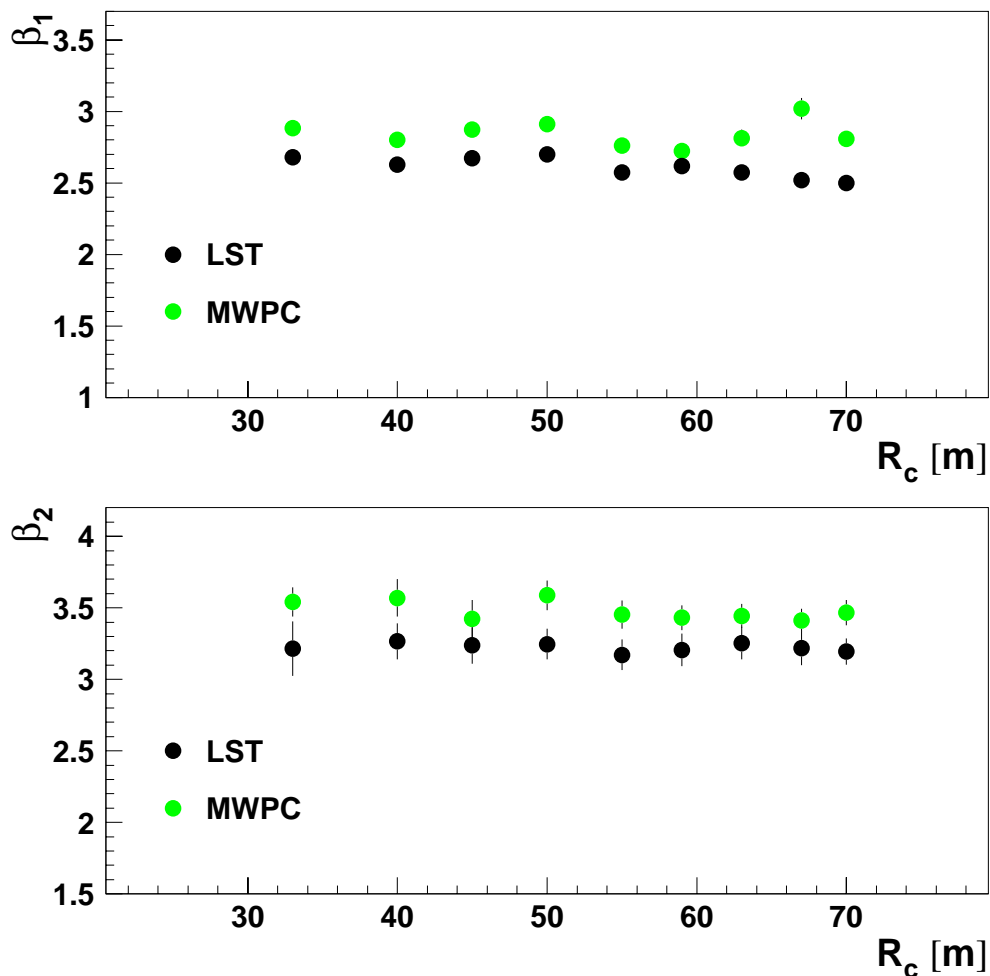


Abbildung 8.19: Vergleich der Exponenten  $\beta$  der Myondichtespektren der LST und MWPC im Bereich unterhalb (oben) und oberhalb (unten) des Knies in Abhängigkeit vom Abstand des Schauerzentrum

in Form eines Potenzgesetzes, also  $\rho_\mu \propto E_0^\delta$ . Trägt man nun den Exponenten  $\delta$  aus der Anpassung für die LST und die MWPC auf, so zeigt sich (Abb. 8.23 oben), dass die Werte sich für die beiden Detektorkomponenten deutlich unterscheiden, für einen Detektor jedoch über alle Abstandsbereiche sehr konstant sind. Die Werte, die sich für den Exponenten  $\delta$  für die beiden verwendeten Wechselwirkungsmodelle ergeben, unterscheiden sich nicht systematisch voneinander. Es werden daher für die Berechnung der primären Spektralindizes die Werte der Simulation mit dem QGSJet-Modell verwen-

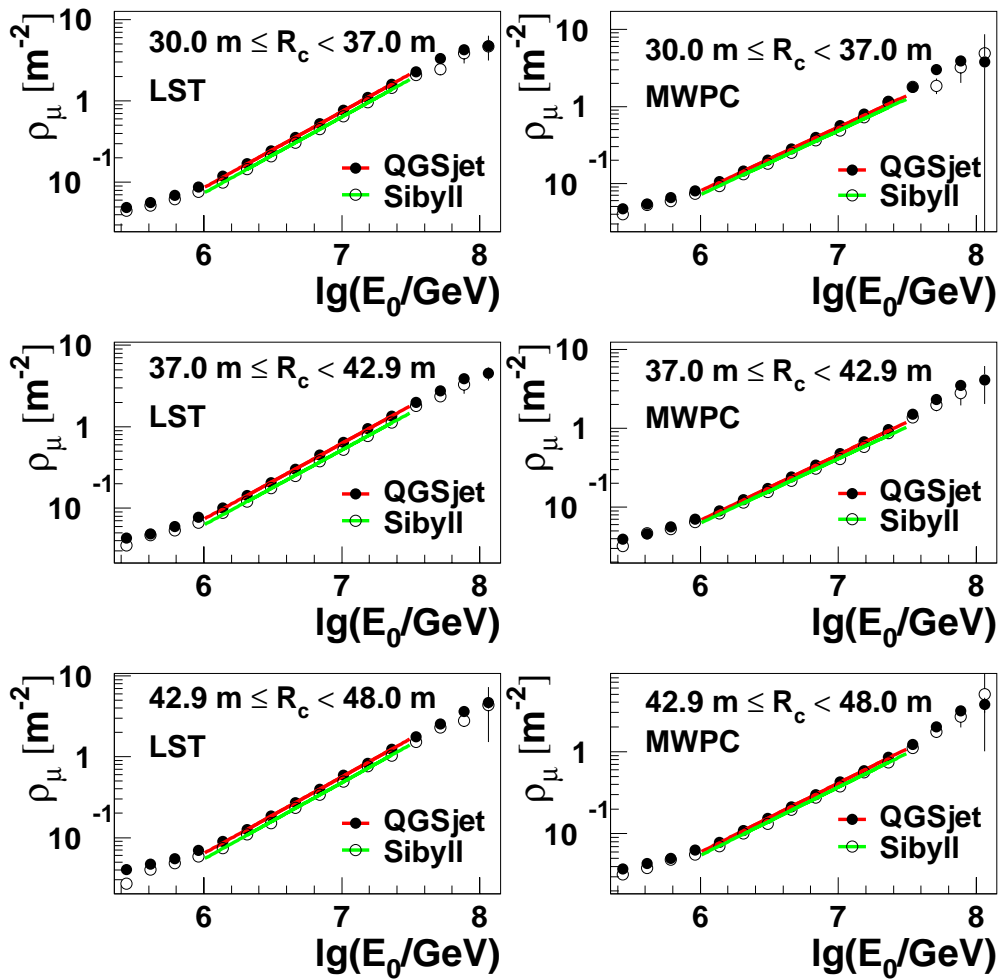


Abbildung 8.20: Abhängigkeit der Myondichte von der Primärenergie für verschiedene Abstände vom Schauerzentrum

det, da hierfür die größere Simulationsstatistik vorliegt. Der Spektralindex des Primärenergiespektrums berechnet sich nun aus den obigen Größen nach  $\gamma_{1,2} = \delta(\beta_{1,2} - 1) + 1$ . Führt man diese Rechnung für alle Abstandsbereiche sowohl unterhalb als auch oberhalb des Knies für beide Detektorkomponenten durch, so ergeben sich die folgenden Werte für den Index des primären Energiespektrums der kosmischen Strahlung  $\gamma_1$  (unterhalb des Knies) und  $\gamma_2$  (oberhalb des Knies):

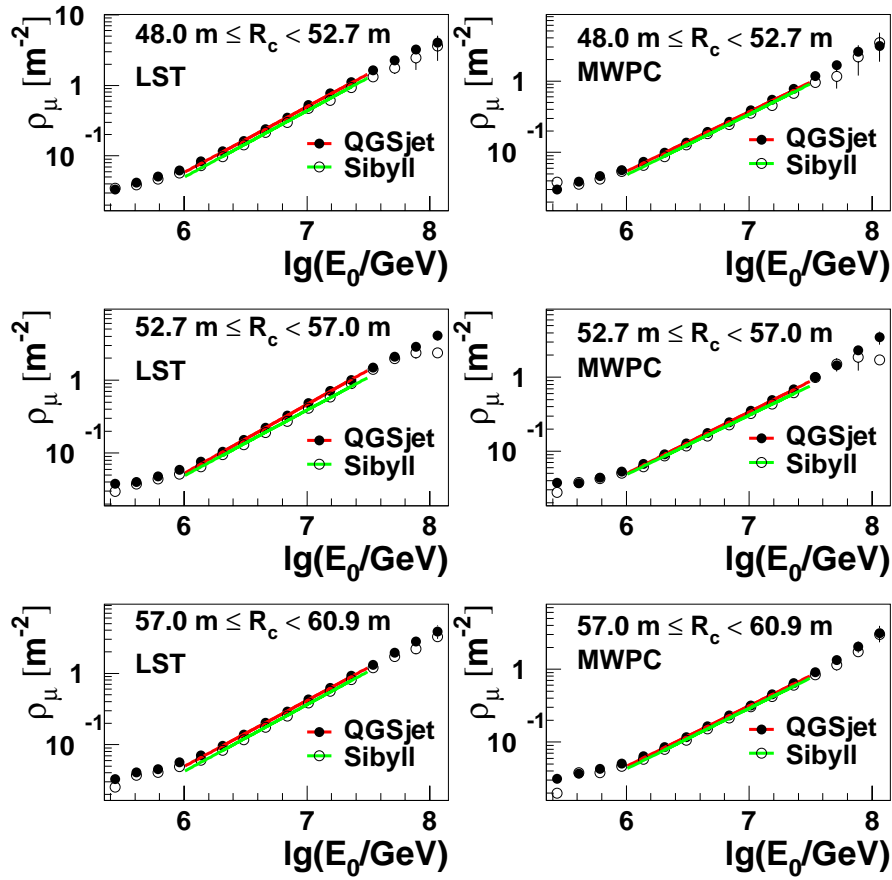


Abbildung 8.21: *Abhängigkeit der Myondichte von der Primärenergie für verschiedene Abstände vom Schauerzentrum*

$R_c$ [m]	LST: $\gamma_1$	LST: $\gamma_2$	MWPC: $\gamma_1$	MWPC: $\gamma_2$
$30.0 \leq R_c < 37.0$	$2.57 \pm 0.03$	$3.07 \pm 0.17$	$2.56 \pm 0.03$	$3.10 \pm 0.08$
$37.0 \leq R_c < 42.9$	$2.51 \pm 0.04$	$3.10 \pm 0.12$	$2.50 \pm 0.03$	$3.14 \pm 0.11$
$42.9 \leq R_c < 48.0$	$2.58 \pm 0.04$	$3.12 \pm 0.12$	$2.58 \pm 0.03$	$3.04 \pm 0.11$
$48.0 \leq R_c < 52.7$	$2.59 \pm 0.04$	$3.10 \pm 0.10$	$2.59 \pm 0.05$	$3.16 \pm 0.09$
$52.7 \leq R_c < 57.0$	$2.49 \pm 0.04$	$3.05 \pm 0.10$	$2.47 \pm 0.03$	$3.05 \pm 0.08$
$57.0 \leq R_c < 60.9$	$2.50 \pm 0.03$	$3.04 \pm 0.11$	$2.43 \pm 0.04$	$3.02 \pm 0.07$
$60.9 \leq R_c < 64.7$	$2.46 \pm 0.03$	$3.09 \pm 0.11$	$2.50 \pm 0.05$	$3.03 \pm 0.07$
$64.7 \leq R_c < 68.2$	$2.40 \pm 0.03$	$3.04 \pm 0.11$	$2.69 \pm 0.06$	$3.03 \pm 0.07$
$68.2 \leq R_c < 71.6$	$2.39 \pm 0.03$	$3.00 \pm 0.08$	$2.47 \pm 0.04$	$3.01 \pm 0.07$



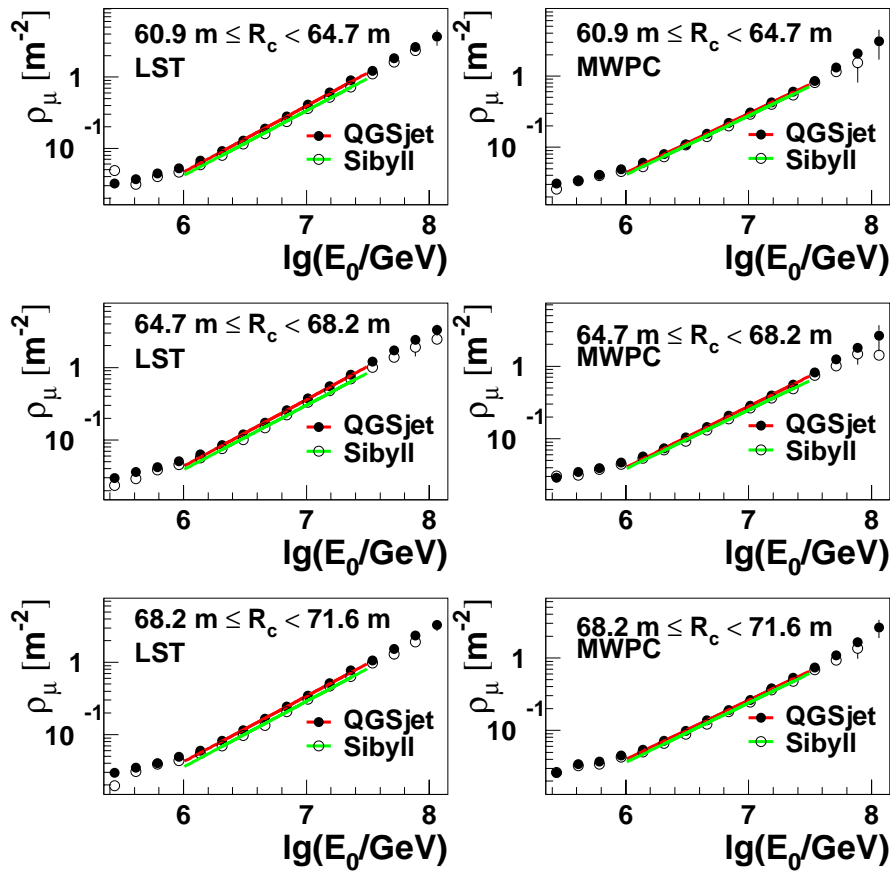


Abbildung 8.22: Abhängigkeit der Myondichte von der Primärenergie für verschiedene Abstände vom Schauerzentrum

Abb. 8.24 zeigt im oberen Teil, dass die Werte die sich bei LST- und MWPC-Analyse für den Index primären Energiespektrums ergeben, gut miteinander verträglich sind. Es zeigt sich über alle Abstandsbereiche ein, im Rahmen der statistischen Genauigkeit, konstanter Wert. Insgesamt liegt der durchschnittliche Spektralindex unterhalb des Knies niedriger als die Erwartung von  $\gamma_1 \approx 2.7$ . Der Grund hierfür liegt in den Schwelleneffekten in den Detektoren, die bei diesen Schnitten für alle Abstandsintervalle für beide Detektorkomponenten fast bis in den Bereich des Knies wirken oder in falschen Beschreibung der Myonkomponente in beiden Modellen für die hadronische

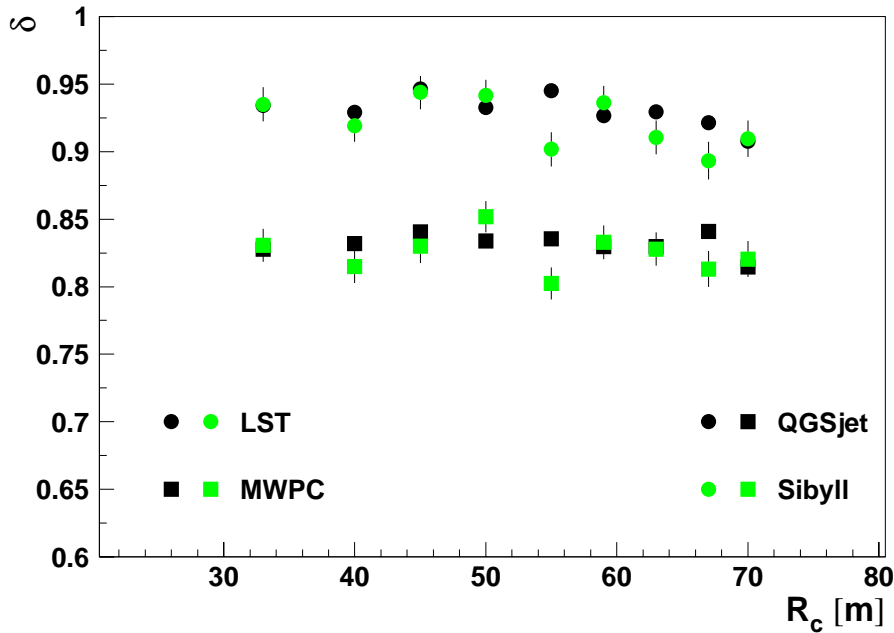


Abbildung 8.23: Exponenten  $\delta$  der Anpassung einer Potenzfunktion an die Auftragung der mittleren Myondichte über der Primärenergie für LST und MWPC unter Verwendung der hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet und Sibyll

Wechselwirkung (QGSJet und Sibyll). Im Gegensatz dazu entspricht das Verhalten oberhalb des Knies der Erwartung. Die sich ergebenden Werte für den Spektralindex  $\gamma_2$  zeigen keine systematischen Verschiebungen, sie stimmen für alle Abstände für beide Detektorkomponenten sehr gut überein. Der Mittelwert der Werte für  $\gamma_1$  liegt im Bereich der Erwartung  $\gamma_2 \approx 3.0$ .

In [Ant02] wurde eine ähnliche Analyse für die MWPC und die Trigger Ebene ( $E_{thr} = 0.49 \text{ GeV}$ ) durchgeführt. Es ergab sich dabei eine deutliche Diskrepanz zwischen den Resultaten der beiden Detektorkomponenten. Der Grund hierfür könnte einerseits ein Detektoreffekt oder eine falsche Behandlung der Detektoreigenschaften in den Simulationsprogrammen oder andererseits eine falsche Beschreibung des Energiespektrums der Myonen in der Schauersimulation sein. Vergleicht man das Ergebnis dieser Arbeit mit [Ant02], so kann man das hier gewonnene Resultat als Bestätigung für das

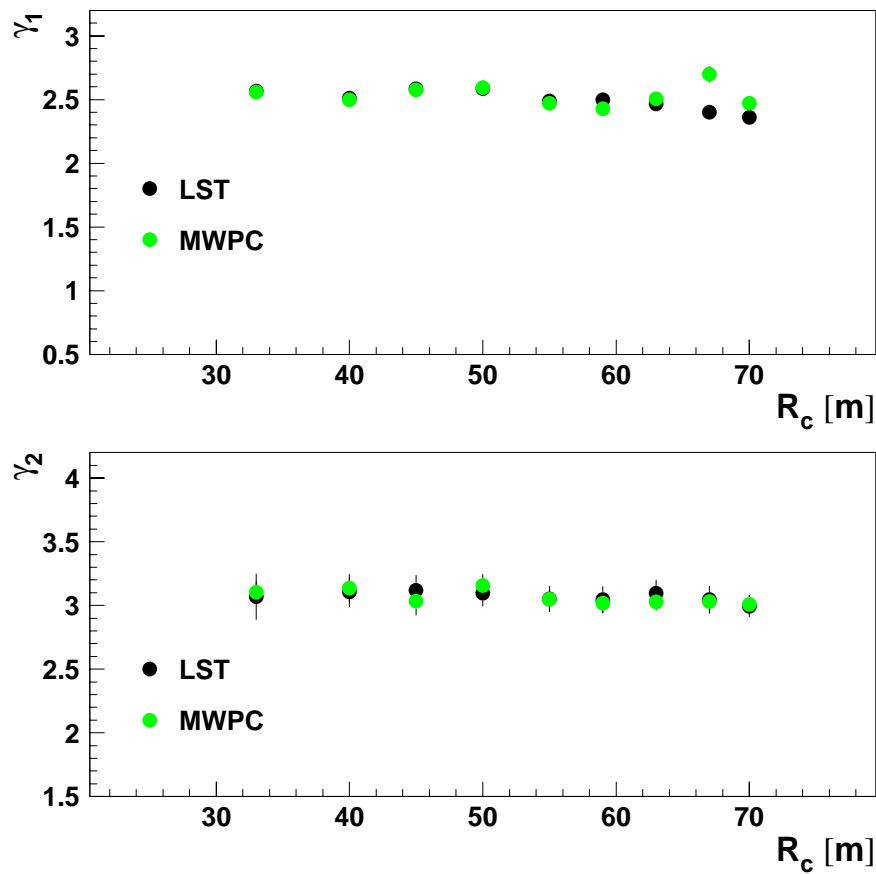


Abbildung 8.24: Aus den Myondichtespektren von LST und MWPC berechneter Exponent  $\gamma_{1,2}$  des Primärenergiespektrums unterhalb und oberhalb des Knies

Ergebnis der MWPC-Analyse werten, da sich hier bei der Analyse zweier unabhängiger Detektorsysteme bei der gleichen Energieschwelle das gleiche Resultat ergab. Die Diskrepanz zwischen den Daten der Triggerebene und der MWPC rührt also nicht von einem Fehler im Analyseweg von MWPC-Daten her, da sich solch ein Fehler im Vergleich der Ergebnisse der LST und MWPC für den Spektralindex des primären Energiespektrums hätte zeigen müssen.

## 8.5 Bestimmung der Knieposition

Anhand der Myondichtespektren lässt sich auch die Position des Knies im Energiespektrum berechnen. Dazu muss die Position des Knies in den Dichtespektren bestimmt werden und mit Hilfe der Beziehung zwischen  $\rho_\mu$  und  $E_0$ , die entsprechende Primärenergie berechnet werden. Das Knie in den Dichtespektren wurde hier als der Schnittpunkt der beiden Potenzfunktionen gewählt, die ober- und unterhalb des Knies an die Dichtespektren angepasst werden. Der obere Teil von Abb. 8.25 zeigt die so bestimmten Kniepositio-

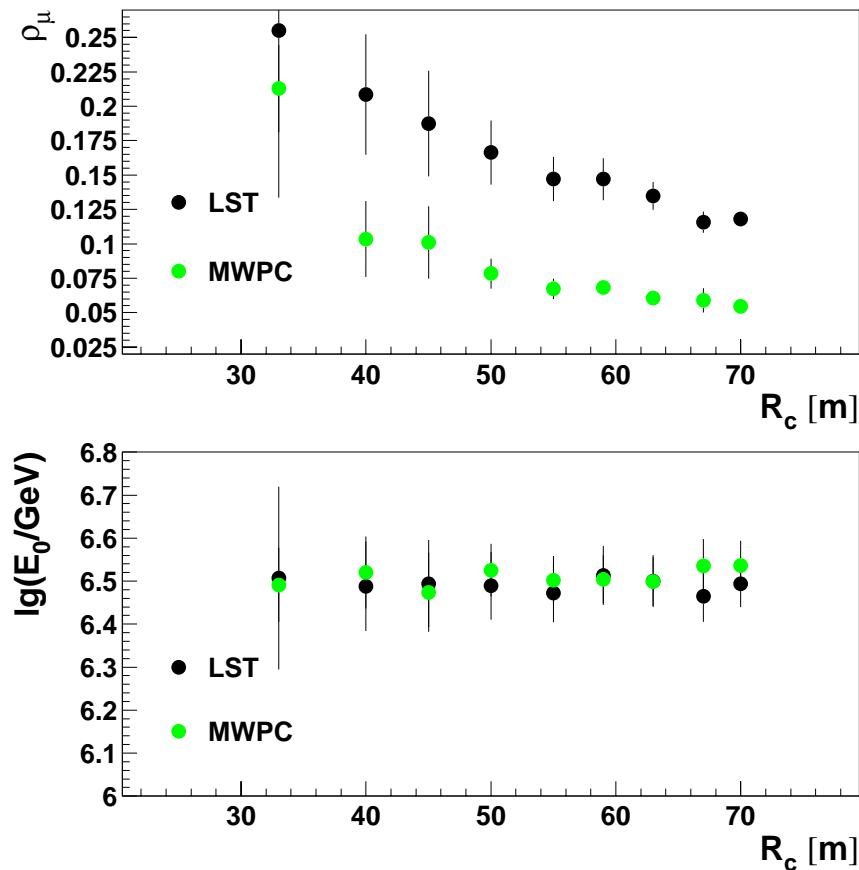


Abbildung 8.25: Oben: mittlere Myondichte an der Knieposition für in Abhängigkeit vom Abstand des Schauersentrums

Unten: Position des Knies in  $\lg(E_0)$  in Abhängigkeit vom Abstand des Schauersentrums

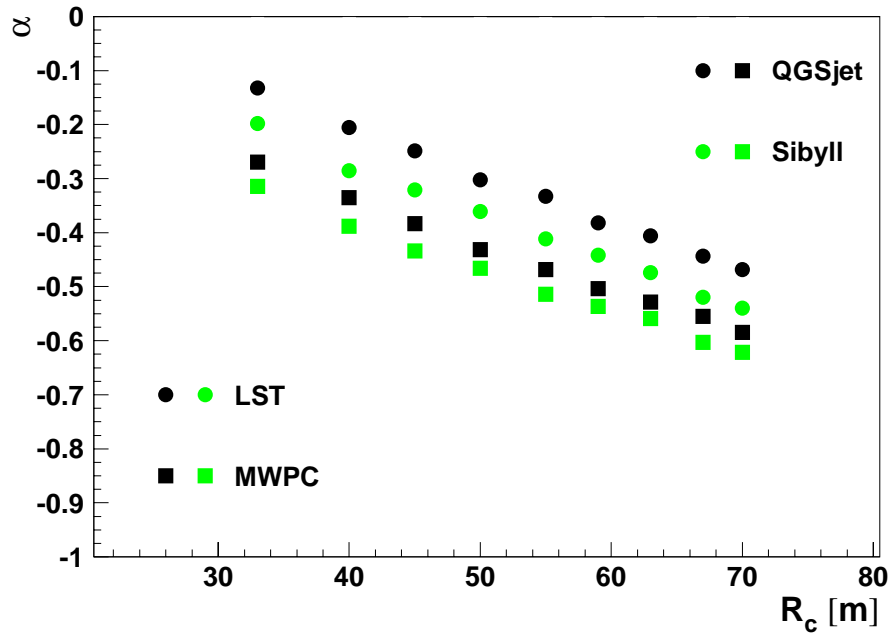


Abbildung 8.26: Parameter  $\alpha$  aus der Anpassung einer Potenzfunktion an die Auftragung der mittleren Myondichte über der Primärenergie der kosmischen Strahlung für LST und MWPC

nen für LST und MWPC in allen neun Abstandsbereichen, man erkennt die erwartete, im letzten Abschnitt erläuterte Verschiebung mit dem Abstand. Diese Abbildung zeigt somit die Myonlateralverteilung bei der Energie, die dem Abknicken im Spektrum der primären kosmischen Strahlung entspricht. Aufgrund der unterschiedlichen Steilheit der Spektren von LST und MWPC sieht man auch hier eine systematische Verschiebung zwischen den entsprechenden Werten der beiden Detektorkomponenten. Für die Umrechnung in die Primärenergie benötigt man nicht nur den Parameter  $\delta$ , sondern auch den zweiten Parameter (hier mit  $\alpha$  bezeichnet) der Anpassung einer Potenzfunktion an die Auftragung von  $\rho_\mu$  über  $\lg(E_0)$ . Dieser Parameter ist in Abb. 8.26 im unteren Teil dargestellt. Erwartungsgemäß fällt dieser Parameter bei beiden Detektorsystemen mit größer werdendem Abstand ab. Es gilt auch hier das Argument, dass ein Schauer zu größeren Abständen hin kleinere Myondichten erzeugt und somit die Auftragung  $\rho_\mu$  gegen  $\lg(E_0)$  bei

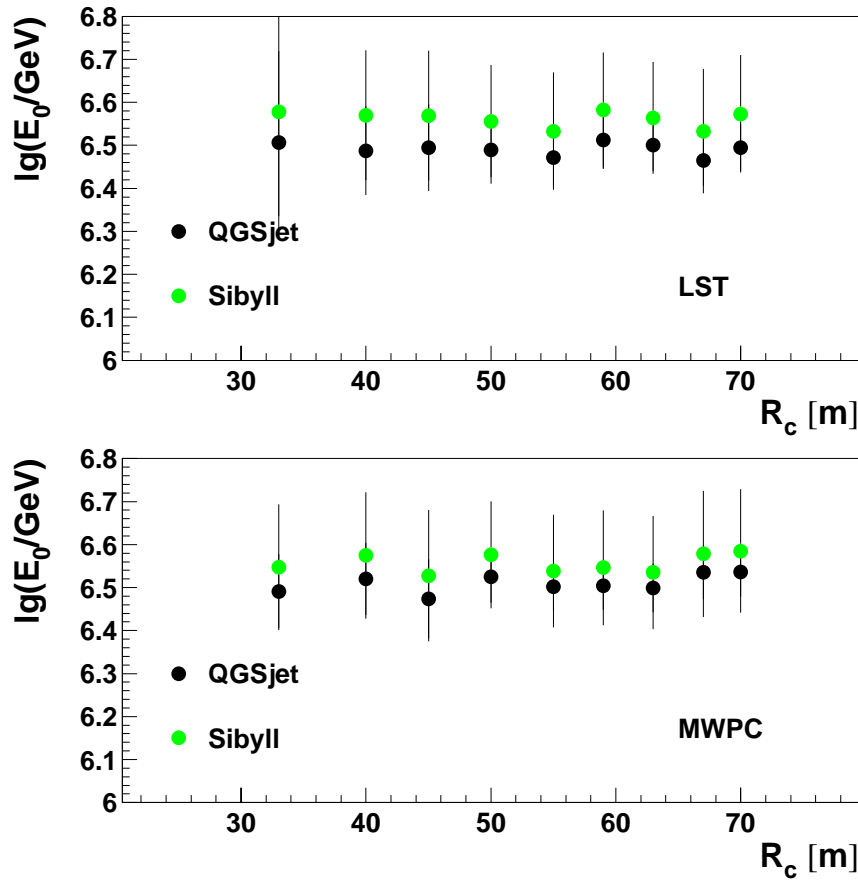


Abbildung 8.27: Position des Knies in  $\lg(E_0)$  für LST (oben) und MWPC (unten) unter Verwendung von QGSJet bzw. Sibyll in Abhängigkeit vom Abstand des Schauerzentrums

gleicher Energie in größerem Abstand bei niedrigeren Werte von  $\rho_\mu$  verläuft. Da der Parameter  $\alpha$  dem y-Achsen Abschnitt der angepassten Potenzfunktion entspricht, nimmt er also zu zunehmendem Abstand ab. Abb. 8.26 zeigt auch, wie schon 8.20-8.22, dass sich für die Simulation mit dem Sibyll-Modell systematisch kleinere Werte ergeben. Errechnet man nun mit der beschriebenen Methode die Position des Knies im Energiespektrum, so ergeben sich unter Verwendung der Simulation mit QGSJet, die in Abb. 8.25 (unten) dargestellten Ergebnisse für die Position des Knies ( $\lg(E_{\text{Knie}}/\text{GeV})$ ). Abge-

sehen vom kleinsten Abstandsbereich zeigt sich eine konstante Knieposition in allen Abstandsbereichen, die auch gut zwischen LST und MWPC übereinstimmt. Der hier erhaltene Wert für die Knie-Energie von  $\lg(E_{Knie}/GeV) \approx 6.5$  entspricht den Ergebnissen unabhängiger Analysen die bei KASCADE durchgeführt wurden. Vergleicht man nun die mit QGSJet erhaltenen Ergebnisse mit denen, die unter Verwendung von Sibyll erlangt wurden, so zeigt sich, wie in Abb. 8.27 dargestellt, dass die mit Sibyll erhaltenen Ergebnisse systematisch über den QGSJet-Ergebnissen liegen. In der folgenden Tabelle sind zusammenfassend die Werte für die Position des Knies in  $\lg(E/GeV)$  aufgelistet, wie sie mit den LST und den MWPC unter Verwendung der beiden Wechselwirkungsmodelle QGSJet und Sibyll bestimmt wurden:

$R_c$ [m]	LST:	MWPC:
	$\lg(E_{Knie}/GeV)$	$\lg(E_{Knie}/GeV)$
	QGSJet	QGSJet
$30.0 \leq R_c < 37.0$	$6.51 \pm 0.21$	$6.49 \pm 0.09$
$37.0 \leq R_c < 42.9$	$6.49 \pm 0.10$	$6.51 \pm 0.08$
$42.9 \leq R_c < 48.0$	$6.49 \pm 0.10$	$6.47 \pm 0.09$
$48.0 \leq R_c < 52.7$	$6.49 \pm 0.09$	$6.52 \pm 0.06$
$52.7 \leq R_c < 57.0$	$6.47 \pm 0.07$	$6.50 \pm 0.06$
$57.0 \leq R_c < 60.9$	$6.51 \pm 0.07$	$6.50 \pm 0.06$
$60.9 \leq R_c < 64.7$	$6.50 \pm 0.06$	$6.50 \pm 0.06$
$64.7 \leq R_c < 68.2$	$6.46 \pm 0.06$	$6.54 \pm 0.06$
$68.2 \leq R_c < 71.6$	$6.49 \pm 0.05$	$6.54 \pm 0.06$
	Sibyll	Sibyll
$30.0 \leq R_c < 37.0$	$6.58 \pm 0.24$	$6.55 \pm 0.15$
$37.0 \leq R_c < 42.9$	$6.57 \pm 0.15$	$6.57 \pm 0.15$
$42.9 \leq R_c < 48.0$	$6.57 \pm 0.15$	$6.53 \pm 0.15$
$48.0 \leq R_c < 52.7$	$6.56 \pm 0.13$	$6.58 \pm 0.12$
$52.7 \leq R_c < 57.0$	$6.53 \pm 0.13$	$6.54 \pm 0.13$
$57.0 \leq R_c < 60.9$	$6.58 \pm 0.13$	$6.55 \pm 0.13$
$60.9 \leq R_c < 64.7$	$6.56 \pm 0.13$	$6.53 \pm 0.13$
$64.7 \leq R_c < 68.2$	$6.53 \pm 0.14$	$6.58 \pm 0.15$
$68.2 \leq R_c < 71.6$	$6.57 \pm 0.14$	$6.59 \pm 0.14$

Die in den letzten Abschnitten durchgeführten Untersuchungen werden im Folgenden noch einmal zusammengefasst. Die Untersuchung der Myondichtespektren von LST und MWPC zeigen, wie auch die Myonlateralverteilungen, Unterschiede zwischen den beiden Detektorsystemen, die in den verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Myonzahl in den beiden Detektor-komponenten beründet liegen. Der LST-Detektor misst hierbei die höheren Teilchendichten.

Der Vergleich mit den Simulationen zeigt, dass die Daten erwartungsgemäß ein Modell mit veränderlichem Spektralindex favorisieren, wobei anhand der Myonlateralverteilungen das Modell von Erlykin und Wolfendale ausgeschlossen werden kann. Auch die Myondichtespektren der LST und MWPC zeigen in allen Abstandsbereichen einen Verlauf, wie es die Modelle mit veränderlichem Spektralindex voraussagen. Bei der Anpassung von zwei Potenzfunktionen an die Myondichtespektren und der Umrechnung der sich so ergebenden Exponenten auf das Primärenergiespektrum ergeben sich die folgenden Werte:

Die mittleren Exponenten der LST-Myondichtespektren wurden zu  $\beta_1 = 2.61 \pm 0.01$  vor den Knie und  $\beta_2 = 3.22 \pm 0.04$  nach dem Knie ermittelt. Für die Exponenten, die mit den MWPC bestimmt wurden, ergaben sich  $\beta_1 = 2.84 \pm 0.02$  unterhalb und  $\beta_2 = 3.48 \pm 0.03$  oberhalb des Knies.

Daraus berechneten sich die mittleren Spektralindizes des primären Energiespektrums der kosmischen Strahlung unterhalb des Knies zu  $\gamma_1 = 2.50 \pm 0.02$ , mit den LST bestimmt, und  $\gamma_1 = 2.53 \pm 0.01$  mit den MWPC. Die hier auftretende Abweichung von der Erwartung  $\gamma_1 \approx 2.7$  liegt in Schwelleneffekten in beiden Detektorkomponenten begründet, die bis in den Bereich des Knies wirken. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit ist eine falsche Beschreibung des myonischen Schauerkomponente in beiden Modellen für die hadronische Wechselwirkung.

Für den Spektralindex oberhalb des Knies ergaben sich anhand der LST-Analyse  $\gamma_2 = 3.07 \pm 0.04$  und mit den MWPC  $\gamma_2 = 3.06 \pm 0.03$ . Dies entspricht sehr gut der Erwartung durch andere Ergebnisse von KASCADE.

Untersucht man den Einfluss der hadronischen Wechselwirkungsmodelle, so zeigt sich, dass bei der Verwendung des Sibyll-Modells im Mittel weniger hochenergetische Myonen erzeugt werden als mit dem QGSJet-Modell,



was sich bei der Berechnung der Knieposition in der Primärenergie in einer Knieposition bei systematisch größeren Energien niederschlägt. So ergibt sich mit QGSJet als Wechselwirkungsmodell bei der Untersuchung der LST-Daten eine Knieposition  $\lg(E_{Knie}/GeV) = 6.49 \pm 0.03$  und anhand der MWPC-Daten  $\lg(E_{Knie}/GeV) = 6.51 \pm 0.03$ , während sich unter Verwendung von Sibyll für die LST  $\lg(E_{Knie}/GeV) = 6.56 \pm 0.05$  und für die MWPC  $\lg(E_{Knie}/GeV) = 6.56 \pm 0.05$  ergibt.

Die Untersuchung der myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer eignet sich also um die Einflüsse der Wechselwirkungsmodelle, die zur Schauersimulation verwendet werden, deutlich zu machen.

Ein genaues Verständnis dieser Zusammenhänge wird bei höheren Primärenergien, wie sie beispielsweise das KASCADE-Grande-Experiment [Ber01] messen wird, immer wichtiger, da die Wechselwirkungsmodelle noch weiter extrapoliert werden müssen, um Vergleichsdaten in diesem Energiebereich liefern zu können. Die Myondetektoren des KASCADE-Zentraldetektors werden wichtige Informationen liefern zum Verständnis der zu erwartenden Ergebnisse des erweiterten KASCADE-Experiments in den nächsten Jahren.

# 9 Zusammenfassende Bemerkungen und Ausblick

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Erweiterung des experimentellen Nachweises von Myonen aus Luftschauerereignissen, die im KASCADE-Experiment registriert werden. Im KASCADE-Zentraldetektor wurde unter den großflächigen und ortsauflösenden Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) ein System von Limited-Streamer-Tubes (LST) aufgebaut, das unabhängig oder im Zusammenwirken mit den MWPC Myonen mit der Energieschwelle  $E_{thr} = 2.4 \text{ GeV}$  nachweisen kann. Mit der Installation des LST-Systems war beabsichtigt, die verfügbare Fläche für den Myonnachweis voll auszunutzen (was mit den MWPC nicht der Fall ist) und durch eine geeignete Anordnung (relative Lage der Anodendrähte, segmentierte Influenzsignalauslese) die auflösbare Multiplizität zu erhöhen.

Im ersten Teil beschreibt die Arbeit die Installation und Inbetriebnahme des LST-Systems, die Ergebnisse der Untersuchungen der Wirkungsweise dieser Detektoren in einem Teststand, sowie die Einstellung der Betriebsparameter und deren Optimierung für den aktuellen Betrieb. Dazu wurden auch das Datenaufnahmesystem sowie die Ereignis-Rekonstruktion und Detektorsimulations-Programme erstellt und getestet, insbesondere auch die Algorithmen für die weitere Verarbeitung der Daten, die mit dem LST-System registriert werden. Als Ergebnis der Test-Messungen stellt man eine recht gute Übereinstimmung fest der Rekonstruktion von Teilchentrefferpositionen mit den Spuren, die mit den MWPC bestimmt werden. Darüber hinaus löst das System höhere Teilchendichten auf, die für das MWPC-System allein nicht mehr zugänglich sind. Dies wird mit simulierten und gemessenen Teilchen-Verteilungen gezeigt.

Als experimentelle Anwendung dieses neuen Detektorsystems wurden Lateralverteilungen von Myonen aus Luftschauern sowie Myondichtespektren gemessen und analysiert. Als ersten Schritt und weiterem Test wurden Ergebnisse, die mit dem MWPC-System gemessen wurden, verglichen mit den

experimentellen Ergebnissen aus unabhängigen Messungen mit den LST. Dabei zeigen sich relative Abweichungen, die mit wachsender Schauergroße zunehmen, sowohl bei den Lateralverteilungen wie bei den Myondichtespektren. Wie Detektor-Simulationsrechnungen zeigen, sind diese Unterschiede jedoch auf die unterschiedlichen Detektor-Eigenschaften und Rekonstruktions-Prozeduren der gleichen originären Verteilungen zurückzuführen. Nichtsdestoweniger ist die generelle Form der Myondichtespektren aus beiden Detektor-Komponenten recht ähnlich, und sie zeigt ein Knie, d.h. eine Änderung des spektralen Index, wenn die Spektren mit Potenzgesetzen angepasst werden.

Als Vorbereitung der Analyse im Hinblick auf den Verlauf des primären Energiespektrums und die Massenzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung wurden ausgiebige Luftschauer-Simulationen durchgeführt mit der Frage, wie sich unterschiedliche Modellvorstellungen für die Element-Zusammensetzung und das Energiespektrum der kosmischen Strahlung, sowie auch unterschiedliche hadronische Wechselwirkungsmodelle als Generatoren für die Monte-Carlo-Simulationen auf die Observablen auswirken. Dabei zeigt sich, dass ein von Erlykin und Wolfendale favorisiertes Modell [ErW99] nicht mit den beobachteten Myonlateralverteilungen konsistent ist (Abb. 8.12). Mit Hilfe der Simulationen kann aus den Beobachtungen der Myondichtespektren der spektrale Index für die Potenzgesetz-Beschreibung des primären Energiespektrums, unter Annahmen über das Wechselwirkungsmodell, gewonnen werden. Die folgende Tabelle zeigt die mittleren Spektralindizes der Myondichtespektren, wie sie mit den LST und den MWPC bestimmt wurden ( $\beta_1$  unterhalb des Knies,  $\beta_2$  oberhalb des Knies) und der daraus abgeleiteten Primärenergiespektren ( $\gamma_1$  unterhalb des Knies,  $\gamma_2$  oberhalb des Knies).

	$\langle\beta_1\rangle$	$\langle\beta_2\rangle$	$\langle\gamma_1\rangle$	$\langle\gamma_2\rangle$
LST	$2.61 \pm 0.01$	$3.22 \pm 0.04$	$2.50 \pm 0.02$	$3.07 \pm 0.04$
MWPC	$2.84 \pm 0.02$	$3.48 \pm 0.03$	$2.53 \pm 0.01$	$3.06 \pm 0.03$

Berechnet man anhand der so bestimmten Energiespektren der primären kosmischen Strahlung die Position des Knies, so ergeben sich unter Verwendung der hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJet und Sibyll:

	$\langle \lg(E_{Knie}/GeV) \rangle (QGSJet)$	$\langle \lg(E_{Knie}/GeV) \rangle (Sibyll)$
LST	$6.49 \pm 0.03$	$6.56 \pm 0.05$
MWPC	$6.51 \pm 0.03$	$6.56 \pm 0.05$

Die Ergebnisse zeigen nur eine schwache Abhängigkeit vom Wechselwirkungsmodell (QGSJet und Sibyll), während jedoch die Position des Knies, die man mit dem Sibyll-Modell erhält, systematisch zu leicht höheren Energien verschoben wird. Dies ist ein genereller Befund der Analysen von Luftschauerobservablen hinsichtlich des primären Energiespektrums und der Massenkomposition: die Abhängigkeit der Resultate vom hadronischen Wechselwirkungsmodell. Deswegen ist die korrelierte Betrachtung hinreichend vieler Observablen von großer Wichtigkeit, um die innere Konsistenz der Analyse zu überprüfen.

In diesem Sinne bieten Beobachtungen der Myonlateralverteilungen sowie der Myondichtespektren bei  $E_{thr} = 2.4 \text{ GeV}$  mit den MWPC- und LST-Detektorsystemen des KASCADE-Zentraldetektors eine wichtige Möglichkeit, über die Beobachtungen des Arrays hinaus energie- und massenabhängige Observablen der Luftschauer zu analysieren und wichtige Untersuchungen über die Konsistenz der gewonnenen KASCADE-Resultate durchzuführen. Diese Möglichkeit wird eine wichtige Rolle bei der Ausdehnung des KASCADE-Experimentes zu KASCADE-Grande [Ber01] spielen, wo Luftschauer von Primärenergien bis  $10^{18} \text{ eV}$  beobachtet werden sollen.

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

*Ausdrücklich bedanken möchte ich mich bei  
Herrn Prof. Dr. G. Schatz und Herrn Prof. Dr. H. Blümer die mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe ermöglicht haben,  
Herrn Prof. Dr. H. Rebel für die Anregung zu diesem Thema sowie für seine ständige Begleitung und Förderung meiner Arbeit,  
Herrn Priv.-Doz. Dr. K. Bernlöhr vom Max-Planck-Institut für Kernphysik für die Übernahme des Korreferats,  
Herrn Dr. H-J. Mathes und Herrn Dr. A. Haungs für ihre Unterstützung und Anregungen während der Durchführung dieser Arbeit sowie ihre Bereitschaft, auftretende Probleme zu diskutieren und zu deren Lösung beizutragen,  
Herrn Dipl.-Ing H. Bozdog, Herrn Dipl.-Ing M. Petcu und Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski dafür, daß sie durch ihre Arbeit an Detektoren und Elektronik halfen diese Arbeit durchzuführen,  
Herrn Dr. M. Roth und Herrn Dr. D. Heck für die hilfreichen Ratschläge zur Gestaltung der schriftlichen Darstellung.*



# Literaturverzeichnis

- [Ant99] T. Antoni et al. - KASCADE Collaboration,  
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25** (1999) 2161
- [Ant01] T. Antoni et al. - KASCADE Collaboration,  
Astropart. Phys. **14** (2001) 245
- [Ant01a] T. Antoni et al. - KASCADE Collaboration,  
Astropart. Phys. **15** (2001) 149
- [Ant01b] T. Antoni et al. - KASCADE Collaboration,  
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27** (2001) 1785
- [Ant02] T. Antoni et al. - KASCADE Collaboration,  
Astropart. Phys. **16** (2002) 373
- [Ant03] T. Antoni et al. - KASCADE Collaboration, „The Cosmic-Ray  
Experiment KASCADE“, Nucl. Instr. Meth., im Druck
- [Apa01] A.V. Apanasenko et al.,  
Proc 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg, 2001) 1622
- [Ata82] M. Atac et al., Nucl. Instr. Meth. **200** (1982) 345
- [Bie93] P.L. Biermann, Astron. Astrophys. **271** (1993) 649
- [Ber01] M. Bertaina et al.,  
Proc 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. (Hamburg, 2001) 792
- [Ber03] A. Bercuci Dissertation, Universität Heidelberg, in Vorbereitung
- [BoP98] H. Bozdog, M. Petcu, persönliche Mitteilung
- [Boz01] H. Bozdog et al., Nucl. Instr. Meth. **A465** (2001) 455
- [Dol90] P. Doll et al., KfK-Report 4686,  
Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)

- [Dol95] P. Doll et al., Nucl. Instr. Meth. **A367** (1995) 120
- [Dol02] P. Doll et al., Nucl. Instr. Meth. **A488** (2002) 517
- [Eng99] J. Engler et al., Nucl. Instr. Meth. **A427** (1999) 528
- [DPM95] J. Ranft, Phys. Rev. **D51** (1995) 64
- [ErW99] A.D. Erlykin und A. W. Wolfendale,  
Astropart. Phys. **10** (1999) 69
- [ErW01] A.D. Erlykin und A. W. Wolfendale,  
Europhys. News **32** (2001) 246
- [EGS85] W.R. Nelson, H. Hiroyama, D. W. O. Rogers, SLAC-Report 265,  
Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Föl97] M. Föller, Dissertation, Universität Heidelberg,  
FZKA-Report 5918, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Gab92] P. Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe,  
KfK-Report 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Gai90] T.K. Gaisser „Cosmic Rays and Particle Physics“,  
Cambridge University Press (1990) 1ff
- [GEA93] GEANT: Detector Description and Simulation Tool  
CERN Program Library Long Writeups W5013, CERN (1993)
- [GHE85] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/2, RWTH Aachen (1985)
- [Hae00] R. Haeusler, Dissertation, Universität Heidelberg,  
FZKA-Report 6520, Forschungszentrum Karlsruhe (2001)
- [Hae02] R. Haeusler et al., Astropart. Phys. **17** (2002) 421
- [Hau96] A. Haungs et al., Nucl. Instr. and Meth. A **372** (1996) 515
- [Hau96a] A. Haungs, Dissertation, Universität Heidelberg,  
FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)



- [HDP89] J.N. Capdevielle, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15** (1989) 909
- [Hec98] D. Heck et al., FZKA-Report 6019,  
Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Her93] F. Herm et al., Rom. Journ. Phys. **38** (1993) 475
- [Hes12] V. Hess, Physikalische Zeitschrift **13** (1912) 1084
- [Hil84] A.M. Hillas, Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. **22** (1984) 425
- [HRR03] A. Haungs, H. Rebel, M. Roth, Rep. Prog. Phys. im Druck
- [Iar83] E. Iarocci, Nucl. Instr. Meth. **217** (1983) 30
- [Kla97] H.O. Klages et al., Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) **B 52** (1997) 92
- [Kna97] J. Knapp, Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe,  
FZKA-Report 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Lei97] H. Leibrock, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [MiC26] R.A. Millikan, G.H. Cameron, Phys. Rev. **28** (1926) 851
- [Mie94] H.-H. Mielke, Dissertation, Universität Karlsruhe,  
KfK-Report 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe(1994)
- [neX01] H.J. Drescher et al., Phys. Rep. **350** (2001) 93
- [QGS97] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov  
Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **B 52** (1997) 17
- [Reb00] H. Rebel for the KASCADE Collaboration,  
Nucl. Phys. **A663/664** (2000) 847c
- [RSB93] J.P. Rachen, T. Stanev, P. L. Biermann,  
Astron. Astrophys. **273** (1993) 377
- [Rot02] M. Roth et al. - KASCADE Collaboration 2002, Proc 12<sup>th</sup>  
ISVHECRI, CERN, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), im Druck

- [Sib94] R.S. Fletcher et al., Phys. Rev. D **46** (1992) 5710  
J. Engel et al., Phys. Rev. D **50** (1994) 5013
- [Sok89] P. Sokolsky „Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics“, Addison-Wesley (1989) 128ff
- [SSB94] G. Sigl, D. N. Schramm, P. Bhattacharjee,  
Astropart. Phys. **2** (1994) 401
- [Ulr02] H. Ulrich et al. - KASCADE Collaboration 2002, Proc 12<sup>th</sup>  
ISVHECRI, CERN, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), im Druck
- [Ung97] J. Unger, Dissertation, Universität Karlsruhe,  
FZKA-Report 5896, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [UrQ99] M. Bleicher et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25** (1999) 1859
- [VEN93] K. Werner, Phy. Rep. **232** (1993) 87
- [VöB88] H. J. Völk, P. L. Biermann, Astrophys. Journal **333** (1988) L65
- [Weg97] R. Wegst, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Wie97] T. Wiegert, Forschungszentrum Karlsruhe, Interner Bericht (1997)
- [Wie98] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, H. Meyer,  
Astron. Astrophys. **330** (1998) 389
- [Wet96] Y. Wetzell, Dissertation, Universität Karlsruhe  
FZKA-Report 5721, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [ZEB95] ZEBRA: Overview of the ZEBRA System,  
CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101, CERN (1995)