



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7116

**Verbesserung
der Winkelauflösung
des Myonspurdetektors von
KASCADE und Bestimmung
von Myonproduktionshöhen**

R. Obenland
Institut für Kernphysik

Juni 2005

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

urn:nbn:de:0005-071164

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7116

Verbesserung der Winkelauflösung des
Myonspurdetektors von KASCADE und
Bestimmung von Myonproduktionshöhen

Ralf Obenland

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2005

Verbesserung der Winkelauflösung des Myonspurdetectors von KASCADE und Bestimmung von Myonproduktionshöhen

Das KASCADE-Experiment dient zur Untersuchung der kosmischen Strahlung im Kniebereich. Durch die Kombination der Bestimmung der Schauerrichtung mit dem Array und der Richtung der Myonen mit dem Myonspurdetektor kann durch Triangulation die Myonproduktionshöhe in Luftschauern analysiert werden. Durch den Umbau von paarweise ausgelesenen Streamertubezellen auf Einzeldrahtauslese wurde die Richtungsbestimmung der Myonen mit einer verbesserten Winkelauflösung ermöglicht. Dazu wurde eine bestmögliche Trennung der Drahtsignale durch eine geeignete Pulsformung entwickelt.

Die Untersuchung des Radialwinkels sowie der Myonenproduktionshöhe stellt eine direkte Beobachtung der longitudinalen Schauerentwicklung in der Atmosphäre dar. Beim Vergleich der Messdaten mit Simulationen zeigen sich systematische Unterschiede. Dafür sind zwei Erklärungen denkbar. Im einen Fall verlassen in den Simulationen die Myonen unter einem zu geringen Transversalimpuls die Schauerachse und im anderen Fall entwickeln sich die Luftschauer zu hoch in der Atmosphäre als es in der Realität der Fall ist. Besonders die verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle müssen hierbei überdacht werden. Systematische Untersuchungen schließen Detektoreffekte sowie Geometrieabweichungen als Ursache aus. Die Verwendung der korrelierten Array-Parameter von Myonen- und Elektronenzahl ermöglicht eine Unterteilung in Luftschauer, die von leichten, bzw. schweren Primärteilchen herrühren. Deren Unterschied spiegelt den zwischen Proton- und Eisensimulationen wider. Mit Hilfe der angereicherten Datensätze konnte die Sensitivität des Myonspurdetektors mittels Radialwinkel oder Myonproduktionshöhe auf die Masse des Primärteilchens bestätigt werden.

Improvement of the angular resolution of the Muon Tracking Detector in KASCADE and determination of muon production heights

The KASCADE-Experiment investigates cosmic rays in the region of the knee. Because of the combined determination of the shower direction by the array and the direction of muons with the Muon Tracking Detector, the muon production height in extended air showers can be analysed. Modifying the readout from two combined streamer tube cells to single wire readout, the determination of the direction of muons with an improved angular resolution was enabled. For that purpose, a separation of the combined wire signals was achieved by an adequate pulse shaping.

The investigation of radial angles as well as muon production heights represents a direct study of the longitudinal shower development in the atmosphere. The comparison of measured data with simulations exhibit a systematic discrepancy. Two different explanations are possible. In one case the muons leave the shower axis in the simulations with a relatively low transverse momentum and in the other case the air showers develop relatively high in the atmosphere as compared to reality. Especially, the used hadronic interaction models have to be reconsidered. Systematic investigations exclude detector effects and geometric uncertainties. The use of correlated array parameters of muon and electron shower size allows a classification in air showers induced by light and heavy primary particles. The difference between light and heavy agrees with the difference between simulations with proton and iron. With the enriched data samples the sensitivity of the muon tracking detector via radial angle or muon production height to the mass of the primary particle could be confirmed.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die kosmische Strahlung	3
1.1 Energiespektrum	5
1.2 Chemische Zusammensetzung	6
1.3 Quellen und Beschleunigung	7
1.4 Ausbreitung der kosmischen Strahlung im All	8
1.5 Ursprung des Knies im Energiespektrum	9
2 Ausgedehnte Luftschauer	11
2.1 Die hadronische Komponente	12
2.2 Die elektromagnetische Komponente	13
2.3 Die myonische Komponente	14
2.4 Schauerentwicklung verschiedener Primärteilchen	16
2.5 Simulation ausgedehnter Luftschauer	17
2.5.1 Analytische Beschreibung der Teilchenflüsse	18
2.5.2 Monte-Carlo-Simulationen	21
3 Das KASCADE-Experiment	23
3.1 Das Detektorarray	25
3.1.1 Arrayparameter	26
3.1.2 Genauigkeit der Arrayparameter	27
3.2 Der Myonspurdetektor	29
3.3 Der Zentraldetektor	30
3.3.1 Hadronkalorimeter	31
3.3.2 Trigger-Ebene	31
3.3.3 Top-Cluster	32
3.3.4 Vieldrahtproportionalkammern	32
3.3.5 Limited Streamertubes	32
3.4 KASCADE-Grande	33
3.4.1 Piccolo	33

4	Der Myonspurdetektor	35
4.1	Aufbau der Türme	36
4.2	Aufbau der Streamertubekammern	37
4.3	Funktionsweise der Streamertubes	38
4.4	Die Gasversorgung der Streamertubes	41
4.5	Ausleseelektronik und Datenverarbeitung	42
4.6	Rekonstruktion von Myonspuren	44
4.7	Stabilität des Myonspurdetektors	45
5	Winkelauflösung des Myonspurdetektors	49
5.1	Einfluss von Atmosphäre und Absorber	49
5.1.1	Streuung in der Atmosphäre	50
5.1.2	Rekonstruktionsgenauigkeit der Myonrichtung	51
5.2	Trennung von Drahtpaarsignalen	53
5.3	Korrekturen der ADC-Spektren	56
5.4	Richtungskorrektur mittels Signaltrennung	61
5.5	Radial- und Tangentialwinkel	63
5.6	Ermittelte Winkelauflösung	64
6	Datenübersicht und verwendete Simulationen	69
6.1	Energieschwelle von Array und Myonspurdetektor	72
6.2	Abstandsbereiche	74
7	Radialwinkel	77
7.1	Vergleich Daten - Simulationen	80
7.1.1	Radialwinkelverteilungen	80
7.1.2	Mittlere Radialwinkel	84
7.1.3	Abstandsabhängigkeit des Radialwinkels	87
7.2	Untersuchung der Experimentgeometrie	90
7.3	Datenaufteilung in leicht und schwer	97
7.3.1	Radialwinkelverteilungen	100
7.3.2	Mittlere Radialwinkel	104
7.3.3	Abstandsabhängigkeit des Radialwinkel	106
8	Myonproduktionshöhen	109
8.1	Vergleich Daten - Simulationen	112
8.1.1	Verteilungen der Myonproduktionshöhen	113
8.1.2	Mittlere Myonproduktionshöhen	117
8.1.3	Abstandsabhängigkeit der Myonproduktionshöhen	119
8.2	Datenaufteilung in leicht und schwer	121
8.2.1	Verteilungen der Myonproduktionshöhen	122
8.2.2	Mittlere Myonproduktionshöhen	125
8.2.3	Abstandsabhängigkeit der Myonproduktionshöhen	126

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	iii
Zusammenfassung	131
A Abbildungen zu Kapitel 4	I
B Abbildungen zu Kapitel 5	IV
C Abbildungen zu Kapitel 6	XI
D Abbildungen zu Kapitel 7	XIV
E Abbildungen zu Kapitel 8	XXIII
Literaturverzeichnis	XXX

Einleitung

Das Energiespektrum und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung stellt einen interessanten Teilbereich der Astroteilchenphysik dar. Einer der hierbei wichtigen Aspekte ist die Natur des Knies im Spektrum der kosmischen Strahlung bei einer Energie von ca. $4 \cdot 10^{15}$ eV. Damit verbunden ist die Frage, wie die geladenen Teilchen im Universum auf solch hohe Energien beschleunigt werden. Das KASCADE-Experiment dient zur Untersuchung der Teilchenzusammensetzung im Bereich dieses Knies. Aufgrund des steil abfallenden Teilchenflusses sind bei diesen Energien keine direkten Messungen mehr möglich und man ist auf die Untersuchung von ausgedehnten Luftschauern angewiesen. Die longitudinale Entwicklung eines Luftschauers ist mit der Masse des Primärteilchens verknüpft, weil schwere Kerne früher in der Atmosphäre wechselwirken und sich der Luftschauer schneller entwickelt. Der Myonspurdetektor von KASCADE ermöglicht in Verbindung mit dem Detektorarray den Nachweis, unter welchen Winkeln Myonen zur Schauerachse erzeugt werden. Über Triangulation mit dem Abstand zur Schauerachse kann mit diesen Radialwinkeln die Produktionshöhe der Myonen als Parameter für die longitudinale Schauerentwicklung bestimmt werden.

Für die Verwendung des Myonspurdetektors in einer gemeinsamen Analyse der Radialwinkel bzw. Myonproduktionshöhen mit dem KASCADE-Array muss der stabile Betrieb des Detektors gewährleistet und überwacht werden. Neben der Untersuchung dieser beiden Observablen ist die Verbesserung der Winkelauflösung des Detektors ein weiteres Ziel dieser Arbeit. Die Winkelauflösung kann über eine präzisere Ortsbestimmung im Spurdetektor anhand einer Trennung von paarweise ausgelesenen Streamertubezellen verbessert werden.

Bei der Untersuchung der longitudinalen Schauerentwicklung können die Simulationsprogramme von Luftschauern und insbesondere die dabei verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle durch den Vergleich mit Messdaten überprüft werden. Dazu werden identische Schnitte auf die Daten und Simulationen angewendet. Die Sensitivität des Radialwinkels und der Myonproduktionshöhe auf die Masse des Primärteilchens kann durch eine Aufteilung der Messdaten in Schauer aus leichten und schweren Primärteilchen über Observablen des Detektorarrays überprüft werden.

Kapitel 1

Die kosmische Strahlung

Bereits seit Jahrtausenden fasziniert der Sternenhimmel die Menschheit und man drang mit Teleskopen immer tiefer in den Weltraum vor. Inzwischen beschränken sich die Untersuchungen längst nicht mehr nur auf den sichtbaren Bereich des Lichts. Mittels riesiger Teleskope am Erdboden und auf Satelliten, die selbst Wellenlängen erschließen, die normalerweise in der Erdatmosphäre absorbiert werden [Uns 99], kann heute das gesamte elektromagnetische Spektrum bis hin zu hochenergetischen Gammaquanten beobachtet werden.

Neben dieser klassischen Astronomie gewinnt derzeit immer mehr ein neuer Bereich an Bedeutung: die Astroteilchenphysik, die eine Art Brückenschlag zwischen den physikalischen Vorgängen im Makrokosmos und der Physik der kleinsten uns bekannten Materiebausteinen, den Elementarteilchen, darstellt. Denn außer den Photonen treffen auch hochenergetische Teilchen auf unsere Erde, die von außerhalb unseres Sonnensystems stammen. Hauptsächlich die hochenergetischen, geladenen Teilchen werden als die kosmische Strahlung bezeichnet, jedoch sind ebenso Neutrinos, Gammaquanten bis in den TeV-Bereich und mögliche neue Teilchen der Dunklen Materie für die Astroteilchenphysik von Interesse.

Nachdem die natürliche Radioaktivität seit einigen Jahren bekannt war (Becquerel 1896, [Seg 90]) entdeckte Wulf 1910 erste Anzeichen der kosmischen Strahlung, als man feststellte, dass bei Messungen auf dem Eiffelturm die Entladung eines Elektrometers nicht in dem erwarteten Maße abnahm [www1]. Dies veranlasste Victor Hess 1912 dazu, Messungen mit Heißluftballons bis in 5 km Höhe durchzuführen [Hes 12], wobei er entdeckte, dass die Entladungsrate mit steigender Höhe entgegen der Erwartung sogar zunahm. Somit konnte die Ursache nicht in der Radioaktivität in der Erdkruste liegen und es lag nahe, dass es sich um Strahlung aus dem Weltall handelt. Erst 1929 stellte sich heraus, dass man es bei der kosmischen Strahlung weniger mit Photonen als mit geladenen Teilchen zu tun hat (Bothe, Kolhörster, [Bot 29]), da selbst durch Einbringen eines massiven Goldblocks zwischen zwei übereinander angeordneten Zählrohren noch immer mehr koinzidente Ereignisse beobachtet wurden als dies für Photonen der Fall hätte sein dürfen.

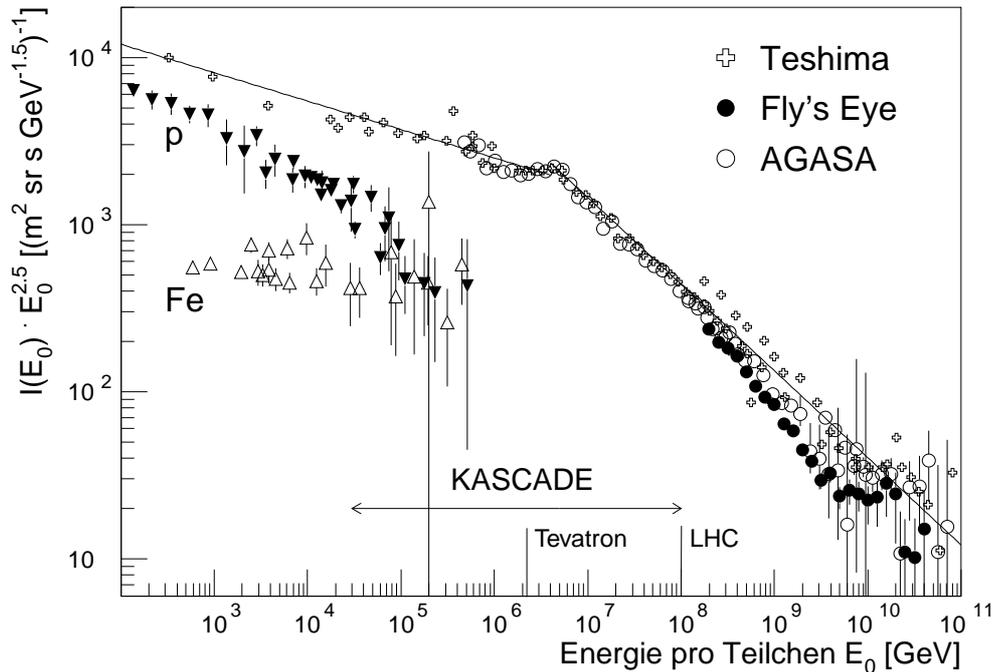


Abbildung 1.1: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung [Kna 97]. Zur Verdeutlichung der Kniestruktur ist der differentielle Fluss mit $E^{2.5}$ multipliziert. Die Messpunkte basieren auf einer Zusammenstellung von Teshima [Tes 93], sowie vom Fly's Eye [Bir 93] und AGASA [Nag 92, Yos 95] Experiment. Zusätzlich sind direkte Messungen der Flüsse von Protonen [Rya 72, Iva 93, Asa 93, Zat 93] und Eisenkernen [Mül 91, Eng 90, Iva 93, Asa 93a] gezeigt. Energien von Beschleunigern und der für KASCADE zugängliche Energiebereich ist angedeutet.

Bei den beobachteten geladenen Teilchen handelt es sich jedoch um sekundäre Teilchen, die durch Wechselwirkung eines Primärteilchens mit Atomkernen in der Atmosphäre entstehen. Man spricht dabei von ausgedehnten Luftschauern (siehe Kap. 2). Kolhörster und Auger kamen 1938 zu der These dieser Luftschauer, nachdem sie Koinzidenzen in räumlich weit ($\sim 100\text{ m}$) voneinander entfernten Detektoren beobachteten [Aug 39]. Zudem wurden mit Hilfe der kosmischen Strahlung bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts eine ganze Reihe von Elementarteilchen (Kaonen, Pionen, Myonen,...) entdeckt [Fri 54], nachdem zuvor bereits Anderson 1932 das Positron nachgewiesen hatte. Danach gewannen zwar Teilchenbeschleuniger zunehmend an Bedeutung, dennoch bleibt die kosmische Strahlung weiterhin aktueller Bestandteil der Forschung, was sich am wachsenden Interesse an der Astroteilchenphysik erkennen lässt. In der kosmischen Strahlung wurden schon Teilchenenergien im Bereich von 10^{20} eV nachgewiesen, was die an Beschleunigern erreichbaren Energien bei weitem überschreitet (siehe Abbildung 1.1).

Dabei stellt sich die Frage, woher diese Teilchen stammen, wie sie auf bis zu solch hohe Energien beschleunigt werden und wie sie sich im Weltall ausbreiten, bis sie schließlich auf der Erde nachgewiesen werden. Um dies beantworten zu können, versucht man das Energiespektrum, sowohl für den gesamten Teilchenfluss als auch für die einzelnen Elemente, und die Richtungsabhängigkeit der kosmischen Strahlung zu bestimmen.

1.1 Energiespektrum

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über einen weiten Bereich von 10^6 eV bis über 10^{20} eV und nimmt dabei sehr stark im Fluss ab. Teilchen mit Energien unterhalb 1 GeV stammen aus dem Sonnenwind und selbst bis zu 10 GeV wird der Fluss der kosmischen Strahlung durch die Sonnenaktivität überlagert und moduliert. Bei größeren Energien besitzen die Teilchen eine ausreichend große magnetische Steifigkeit und die Ablenkung durch die Magnetfelder der Erde und den Sonnenwind wird vernachlässigbar. Das Energiespektrum lässt sich abschnittsweise sehr gut durch Potenzgesetze beschreiben:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

Wegen der Abnahme des Teilchenflusses um ca. 30 Größenordnungen ist das Energiespektrum in Abbildung 1.1 zur besseren Veranschaulichung der Struktur des Spektrums mit $E^{2.5}$ gewichtet. Während anfangs das Spektrum noch mit $\gamma \approx 2.7$ abfällt, beobachtet man im Bereich von $2 - 4$ PeV, dem sogenannten Knie, einen stärkeren Abfall von $\gamma \approx 3.1$ bis zu Energien von ca. $10^{18} - 10^{19}$ eV, wo man eine Abnahme des Spektralindex beobachtet, der als Knöchel bezeichnet wird. Erklärbar wäre diese Abnahme des Spektralindex z.B. durch einen Übergang von galaktischen zu extragalaktischen Teilchen. Der Bereich oberhalb von $5 \cdot 10^{19}$ eV ist derzeit, ebenso wie das Knie, Gegenstand aktueller Forschung. Bei dieser Energie erwartet man nämlich den Greisen-Zatsepin-Kuz'min-Cutoff (GZK) [Gre 66, Zat 66]. Ab hier reicht die Schwerpunktennergie bei Stößen von Protonen mit Photonen der 2.7 K Hintergrundstrahlung aus, um Pionproduktion zu ermöglichen. Bei schwereren Kernen als primäre kosmische Strahlung können bei Stößen mit diesen CMB (Cosmic Microwave Background) Photonen Resonanzen angeregt werden, die zum Auseinanderbrechen des Kerns führen können. Dies würde zu einem Abbrechen des Spektrums führen und einer Anhäufung von Teilchen unterhalb dieser Energie. Zur Klärung dieser Frage soll das Pierre-Auger-Experiment dienen, da bislang widersprüchliche Beobachtungen existieren. Während das HIRES-Experiment auf einen GZK-Cutoff hindeutet, beobachtete das AGASA-Experiment [Chi 92] auch Ereignisse mit mehr als 10^{20} eV. Diese dürften jedoch aus maximal ca. 50 Mpc kommen [Lon 92]. Allerdings befinden sich in dieser Entfernung keine bekannten Objekte mit denen solch hohe Teilchenenergien erklärbar wären. Der erwartete Fluss bei diesen hohen Energien

von oberhalb 10^{20} eV liegt lediglich bei einem Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert, weshalb großflächige Experimente erforderlich werden (Auger: 3000 km^2 , [Cro 95, Dov 02]).

Bei Energien von 10^{12} eV erhält man dagegen ungefähr 10 Teilchen pro m^2 und Minute. Daher kann die kosmische Strahlung in diesem Energiebereich direkt mit hochfliegenden Ballonen oder im Weltall selbst mittels Satelliten, Raumfähren, bzw. auf der internationalen Raumstation nachgewiesen werden. Dies ist jedoch nur bis zu Energien von maximal 10^{15} eV möglich, da hier die Rate bereits auf 1 Teilchen pro m^2 und Jahr abgefallen ist und man an die Grenzen von möglicher Messzeit und realisierbarer Nachweisfläche stößt. Für größere Energien ist man auf bodengebundene Experimente angewiesen, die einen indirekten Nachweis der kosmischen Strahlung über die in ausgedehnten Luftschauern entstehenden Sekundärteilchen ermöglichen.

Das KASCADE-Experiment soll nähere Aufschlüsse über die kosmische Strahlung im Bereich des Knies zwischen 10^{14} eV und 10^{17} eV liefern. Um die Energielücke zum Auger-Experiment zu schließen wurde das Experiment zusätzlich mit weiteren Detektoren des früheren EAS-Top-Experimentes [Agl 89] zu KASCADE-Grande [Ber 01] erweitert.

1.2 Chemische Zusammensetzung

Woher stammen diese hochenergetischen Teilchen überhaupt? Einen Hinweis darauf liefern die direkten Messungen der Elementzusammensetzungen der Primärteilchen oberhalb der Atmosphäre. Betrachtet man diese in Abbildung 1.2, so stellt man eine große Ähnlichkeit mit der Elementverteilung in unserem Sonnensystem fest. Dies deutet auf einen gemeinsamen Ursprung hin. Da unser Sonnensystem aus Elementen besteht, die durch Kernfusion in Sternen und durch Neutroneneinfang-Prozesse in Supernovaexplosionen entstanden sind, gilt es als ziemlich sicher, dass Supernovaexplosionen eine bedeutende Rolle als Quelle und Beschleuniger der kosmischen Strahlung spielen.

Außer aus ca. 2% Elektronen setzt sich die übrige kosmische Strahlung für Teilchenenergien oberhalb einiger GeV aus ca. 87% Protonen, 12% Heliumkernen und nur zu etwa 1% aus schwereren Kernen bis über Eisen hinaus zusammen. Die Elementzusammensetzung in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem in Abbildung 1.2 spiegelt das gleiche Verhalten in der Häufigkeit zwischen geraden und ungeraden Kernen wider. Dies liegt an der höheren Stabilität der Kerne mit geradzahlgiger Ordnungszahl. Der vergleichsweise geringere Anteil an Protonen und Heliumkernen in der kosmischen Strahlung kann mit der relativ hohen Ionisierungsenergie dieser Elemente erklärt werden, weshalb von ihnen anteilmäßig weniger Ionen erzeugt werden. Andere leichte Kerne wie Lithium, Beryllium und Bor, die keine unmittelbaren Endprodukte der stellaren Nukleosynthese sind, sowie die Kerne unterhalb von Eisen sind dagegen in der kosmischen Strahlung

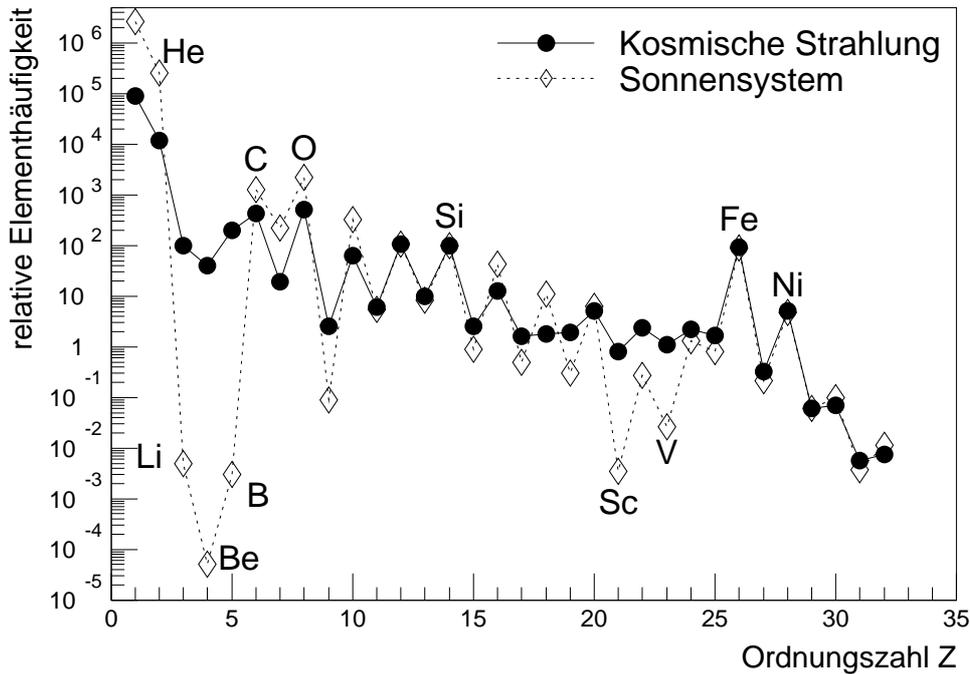


Abbildung 1.2: Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zu der des Sonnensystems bei Teilchenenergien oberhalb von 1 GeV pro Nukleon [Wef 91]. Die Werte sind auf Si normiert.

relativ gesehen überrepräsentiert. Sie entstehen durch Spallation bei Kollisionen von Kernen der CNO- und Eisengruppe mit der interstellaren Materie, die zu meist aus Wasserstoff besteht.

1.3 Quellen und Beschleunigung der kosmischen Strahlung

Während ungeladene Teilchen wie Gamma-Strahlung oder Neutrinos direkt auf ihren Ursprungsort im Kosmos hinzielen ist dies bei den geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung nicht möglich. Sie werden in interstellaren Magnetfeldern gestreut, weshalb sie nahezu vollständig isotrop die Erde erreichen. Anisotropien, die auf Punktquellen der kosmischen Strahlung hindeuten könnten, werden erst bei Energien von über 10^{18} eV erwartet. Die Krümmungsradien der geladenen Teilchen aufgrund der vorhandenen Magnetfelder liegen bei diesen Energien im Bereich der Dicke der galaktischen Scheibe. Mögliche Kandidaten für die Quellen der kosmischen Strahlung müssen jedenfalls überhaupt in der Lage sein genügend Leistung aufzubringen, um die Energiedichte von 1 eV/cm^3 zu gewährleisten. Dies wäre z. B. für Supernovaexplosionen der Fall, da hier bei einer Rate von einer Su-

pernova in 30 Jahren weniger als 10% der frei werdenden Energie auf die kosmische Strahlung übertragen werden müsste. Jedoch sind z.B. auch Pulsare, Doppelsternsysteme oder aktive galaktische Kerne als Quellen, bzw. Beschleuniger denkbar. Einen gänzlich anderen Ansatz liefern sogenannte Top-Down-Szenarien wie der Zerfall kosmologischer Strings [Sig 94] oder Reliktteilchen vom Urknall, die auch Energien von über 10^{20} eV erklären könnten.

Die Beschleunigung wird zumeist durch Schockwellen und sich bewegende magnetische Wolken anhand von Fermibeschleunigung 1. und 2. Ordnung mit einem mittleren Energiegewinn von $\Delta E/E \propto \frac{v}{c}$, bzw. $\Delta E/E \propto (\frac{v}{c})^2$ erklärt [Gai 92]. v ist hierbei die Relativgeschwindigkeit zwischen den Teilchen vor und hinter der Schockfront. Damit erhält man unter realistischen Annahmen für Schockwellen von Supernovaexplosionen [Bla 80] und das interstellare Medium ein Potenzgesetz für das Energiespektrum der Quelle von

$$N \propto E^{-\gamma} \tag{1.2}$$

mit einem Index von $\gamma \approx 2.1$. Dies wird dadurch bestärkt, dass an der Bugwelle der Erde im Sonnenwind bereits eine, wenn auch wesentlich geringere, Schockbeschleunigung nachgewiesen werden konnte [Ell 90].

1.4 Ausbreitung der kosmischen Strahlung im All

Betrachtet man die Messungen zur Elementverteilung aus den direkten Messungen der kosmischen Strahlung, so stellt man fest, dass die Teilchen im Mittel ungefähr $5 - 10$ g/cm² Materie durchquert haben müssen. Dies folgt aus dem Verhältnis von Spallationsprodukten zu deren primären Kernen. Die Verweildauer der Teilchen von etwa 10^7 Jahren [Lon 92] ergibt sich aus dem Verhältnis von bestimmten stabilen zu radioaktiven Kernen. Daraus ergibt sich eine mittlere durchquerte Teilchendichte von 0.2 Teilchen je cm³. Da die Dichte der galaktischen Scheibe jedoch 1 Teilchen je cm³ beträgt, müssen sich die geladenen Teilchen größtenteils im Halo der Galaxis mit einer viel geringeren Dichte aufhalten.

Bei der Ausbreitung der Teilchen handelt es sich daher um einen Diffusionsprozess, wofür auch die Isotropie der kosmischen Strahlung spricht. Dadurch ist der von den Teilchen zurückgelegte Weg von ca. 5 Mpc wesentlich größer als die Ausdehnung unserer Galaxis. Um die Ausbreitung der Teilchen zu beschreiben kann man Transportgleichungen verwenden, die z. B. Teilchenbildung und -zerfall, Diffusionsprozesse und Energieänderungen durch Beschleunigung berücksichtigen. Zur Lösung der Transportgleichung verwendet man meist stark vereinfachte Modelle wie das *Leaky-Box-Modell* [Swo 95]. Dabei geht man von einer freien Bewegung der Teilchen in einem vorgegebenen Volumen aus, für das eine energieabhängige Wahrscheinlichkeit angenommen wird, dieses Volumen zu verlassen. Durch die Propagation kann man den gemessenen Spektralindex von $\gamma \approx 2.7$ auf

ein Quellspektrum infolge der stochastischen Beschleunigungsprozesse in Schockfronten bei Supernovaexplosionen von $\gamma \approx 2.1$ zurückführen [Gup 89, Gai 92].

1.5 Ursprung des Knies im Energiespektrum

Zur Erklärung des Knies im Energiespektrum der kosmischen Strahlung gibt es verschiedene Vorstellungen [Kam 01]. Bei den meisten Modellen zeigt sich bereits in den Energiespektren der einzelnen Elemente eine Kniestruktur, die sich zum Gesamtspektrum aufaddieren. Bei Schockbeschleunigung durch Supernovaexplosionen beträgt die maximal erreichbare Energie ca. $Z \times 10^{14} \text{ eV}$ [Gai 92], wodurch sich auch die Knieposition proportional zur Ladungszahl Z verhält. Für manche Modelle mit bestimmter Magnetfeldorientierung sind sogar Energien bis über 10^{17} eV möglich [Kob 02]. Höhere erreichbare Energien erhält man auch bei Explosionen in sogenannte Superbubbles, die aufgrund vorangegangener Supernovaexplosionen in einen Raum mit geringerer Dichte expandieren, wodurch sich die Lebensdauer der Schockfront verlängert [Hig 99, Par 00]. Eine weitere Möglichkeit stellt die Explosion von massiven Sternen in ihren eigenen stellaren Wind [Völ 88] oder durch eine nochmalige Nachbeschleunigung während der Propagation durch die Galaxis dar. Ebenso wird die Überlagerung von unterschiedlichen Quellen mit verschiedenen Energiespektren, sowie ein Single Source Szenario diskutiert [Erl 97]. Bei letzterem handelt es sich um eine relativ nahe Supernova, deren Spektrum sich auf das Hintergrundspektrum aufaddiert. Auch hierbei erwartet man eine Skalierung mit Z .

Die Kniestruktur kann jedoch ebenfalls durch die Propagation in der Galaxis bewirkt werden. Der Gyroradius der Teilchen hängt von Impuls und Ladung ab [Hil 84], und somit können die hochenergetischen Teilchen eher aus der Galaxis entkommen. Dies würde zu einer schwereren chemischen Zusammensetzung mit wachsender Teilchenenergie führen und hätte ebenfalls eine Variation mit Z zur Folge.

Weitere Ansätze, die von einer Änderung der Wechselwirkung in der Atmosphäre ausgehen, haben sich bislang nicht bestätigt. Hier geht man z. B. von der Erzeugung neuer Teilchen [Kaz 03] oder einer Änderung in der hadronischen Wechselwirkung aus [Nik 95]. Die Kniepositionen würden sich hier jedoch proportional zur Massenzahl A der Teilchen der kosmischen Strahlung anstatt zu deren Ladungszahl Z verhalten.

Kapitel 2

Ausgedehnte Luftschauer

In direkten Messungen der kosmischen Strahlung reichen die Ergebnisse mittlerweile zwar bis zu Energien von nahezu 10^{15} eV, jedoch ist man von da an aufgrund des steil abfallenden Spektrums auf die Untersuchung von ausgedehnten Luftschauern [Aug 39] angewiesen. Doch auch für geringere Energien sind erdgebundene Messungen unverzichtbar, um eine Anpassung an die direkt gewonnenen Daten zu erlangen. Bodengebundene Experimente ermöglichen Messungen über lange Zeiträume sowie große Nachweisflächen. Dadurch kann die kosmische Strahlung für hohe Energien trotz geringer werdendem Fluss mit ausreichender Statistik nachgewiesen werden. Allerdings birgt der Nachweis der Primärteilchen durch den von ihnen ausgelösten Teilchenschauer auch einige Unsicherheiten und man ist auf die Genauigkeit der verwendeten Simulationen für die Wechselwirkung der Teilchen in der Atmosphäre und deren Nachweis im Detektor angewiesen. Besonders die Höhe der 1. Wechselwirkung ist großen Fluktuationen unterworfen, was für die weitere Entwicklung des Schauers von besonderer Bedeutung ist. Denn treten Teilchen in die Atmosphäre der Erde ein, so unterliegen sie der Wechselwirkung mit den Kernen der Luftmoleküle und erzeugen dabei weitere Sekundärteilchen, die wiederum erneut mit Kernen wechselwirken können und kaskadenartig einen ausgedehnten Luftschauer bilden.

Bei den Sekundärteilchen handelt es sich überwiegend um Photonen und Elektronen, aber man beobachtet auch Myonen und Hadronen, sowie Kernbruchstücke. Unter den Begriff Hadronen fallen Mesonen (Pionen und Kaonen) und Baryonen (Protonen und Neutronen). Viele dieser Teilchen sind instabil, weshalb sie entsprechend ihrer Lebensdauer zerfallen, falls sie nicht vorher erneut wechselwirken. Dies hängt von der mittleren freien Weglänge ab, sprich vom Wirkungsquerschnitt der Teilchen in Luft, der Dichte der Atmosphäre und dadurch auch von der Höhe der Wechselwirkung. Durch die zahlreichen Wechselwirkungen nimmt die Zahl der Schauerteilchen immer weiter zu. Da die Energie pro Teilchen dabei immer geringer wird, kann irgendwann keine weitere Teilchenproduktion mehr stattfinden und es wird ein Schauermaximum erreicht, ab dem die Teilchenzahl aufgrund von Absorption und Zerfällen wieder abnimmt. Die Tiefe

des Schauermaximums nimmt etwa logarithmisch mit der Energie zu. Durch die Dicke der Atmosphäre von ca. 1000 g/cm^2 (entspricht ca. 11 hadronischen Wechselwirkungslängen bzw. 28 Strahlungslängen) werden Primärteilchen mit einer Energie von 10^{13} eV meist noch vollständig absorbiert. Mit zunehmender Energie dringt ein Teilchen jedoch tiefer in die Atmosphäre ein und das Schauermaximum liegt für einen vertikalen Schauer der Energie $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$ bei ca. 5000 m Höhe. Bei Energien von $E_0 = 10^{20} \text{ eV}$ sinkt das Schauermaximum bis auf Meeressniveau [Kna 97].

Die Teilchen eines Luftschauers bewegen sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit, wodurch die Teilchenfront eines ausgedehnten Luftschauers am Erdboden lediglich wenige Meter dick ist. Die Dicke nimmt dabei nach außen hin zu, da die laterale Ausdehnung von der Höhe, in der das Sekundärteilchen gebildet wird, Streuprozessen in der Atmosphäre, sowie der Primärteilchenenergie abhängt. In Abbildung 2.1 ist neben der Darstellung solch einer Schauerfront die schematische Entwicklung eines Teilchenschauers gezeigt. Grundsätzlich unterteilt man einen ausgedehnten Luftschauer in 3 Komponenten, die im Folgenden beschrieben werden sollen. Es entstehen zwar auch zahlreiche Neutrinos, diese wechselwirken aber mit Materie nur sehr gering und sind daher nur sehr schwer nachzuweisen. Des Weiteren lässt sich auch Čerenkov- und Fluoreszenz-Licht nachweisen. Dieses Licht wird abgestrahlt, wenn sich hochenergetische Teilchen schneller als mit der Lichtgeschwindigkeit in Luft bewegen, bzw. wenn angeregte N_2 -Moleküle in den Grundzustand zurückkehren. Auf diese Sekundärprozesse wird jedoch nicht näher eingegangen, da sie im KASCADE-Experiment nicht erfasst werden.

2.1 Die hadronische Komponente

Die hadronische Komponente umfaßt alle Mesonen und Baryonen, im speziellen Pionen, Kaonen, Kernfragmente, Protonen und Neutronen. Die Schauerentwicklung wird im wesentlichen durch die Hadronen bestimmt. Sie sorgen für den Energietransport durch die Atmosphäre und bei jeder hadronischen Wechselwirkung wird ca. 50% der Energie auf die neu erzeugten Teilchen übertragen. Der mittlere Impulsübertrag von $\langle p_T \rangle \approx 400 \text{ MeV}/c$ ist dabei sehr gering im Vergleich zum Gesamtimpuls und hängt nur wenig von der Energie ab. Dadurch ist die hadronische Komponente mit weniger als 20 m eng um die Schauerachse lokalisiert und bildet sozusagen das Rückgrat eines Teilchenschauers.

Die hadronische Komponente ist auch Auslöser der elektromagnetischen und myonischen Komponente. Deshalb wirken sich Fluktuationen, vor allem in der Höhe der ersten Wechselwirkung, sowie in der Anzahl der Wechselwirkungen und der Zahl der erzeugten Teilchen, sehr stark auf den gesamten Teilchenschauer aus. Bei Untersuchungen von isolierten hochenergetischen Hadronen geht man davon aus, dass sie nur sehr wenige Wechselwirkungen erfahren haben und ihre Eigenschaften weitestgehend denen des Primärteilchens entsprechen [Mül 03, Ant 04].

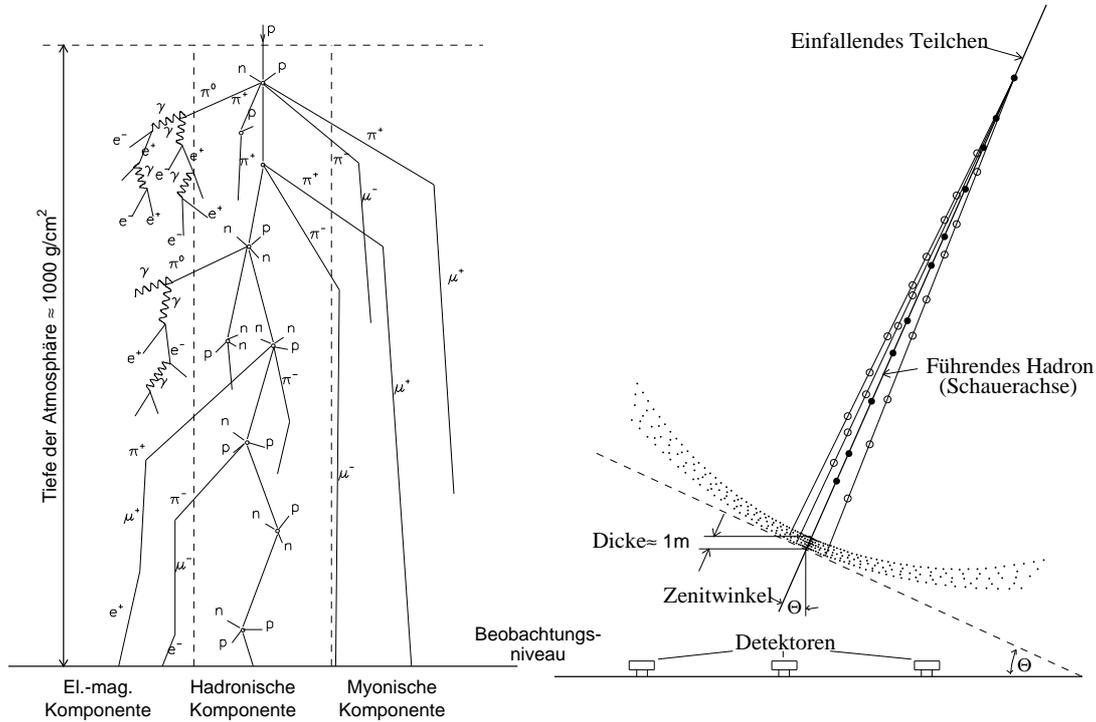
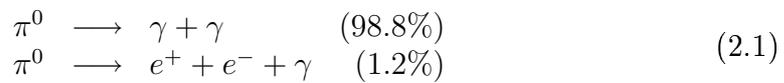


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung und Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers. Die Teilchen eines Schauers lassen sich in verschiedene Komponenten einteilen. Die Gesamtzahl der Teilchen bewegt sich in Form einer gewölbten Scheibe auf die Erde zu [All 75].

2.2 Die elektromagnetische Komponente

Die neutralen Pionen der hadronischen Komponente zerfallen wegen ihrer kurzen Lebensdauer von $\tau_0 = 8.4 \cdot 10^{-17} s$ elektromagnetisch ohne vorher wechselzuwirken:



Dies ist der Ausgangspunkt der elektromagnetischen Komponente. Die erzeugten Photonen und Elektron-Positron-Paare wandeln sich durch Paarbildung



und Bremsstrahlung



ineinander um und vervielfältigen sich. Die Zahl der elektromagnetischen Teilchen nimmt exponentiell zu, bis für Elektronen die kritische Energie $E_{krit}^e \approx 80 MeV$

in Luft erreicht ist. Unterhalb dieser Energie dominiert der Energieverlust durch Ionisation, während Bremsstrahlung vernachlässigbar wird. Die Elektronenabbremsung führt zum Einfang der Elektronen, weshalb die Teilchenzahl wieder abnimmt.

Die longitudinale Entwicklung der Elektronenzahl eines photoninduzierten Luftschauers der Primärenergie E_0 lässt sich näherungsweise analytisch beschreiben [Gre 56]:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \cdot e^{t(1-1.5 \ln s)} \quad (2.4)$$

$$t = \frac{X}{X_0}, \quad \beta_0 = \ln \frac{E_0}{E_{krit}} \quad \text{und} \quad s = \frac{3t}{t + 2\beta_0} \quad (2.5)$$

X beschreibt die atmosphärische Tiefe in g/cm^2 , X_0 die Strahlungslänge. s bezeichnet das Schaueralter (Age), das bei $s = 0$ startet und im Schauermaximum $s = 1$ beträgt. Für die entsprechende laterale Verteilung der Elektronen kann die nach Nishimura, Kamata und Greisen benannte NKG-Funktion [Gre 56] verwendet werden:

$$\rho_e(r) = C(s) \frac{N_e}{2\pi R_M^2} \left(\frac{r}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s-4.5}, \quad C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (2.6)$$

Hierbei ist r der Abstand vom Schauerzentrum und R_M der Molière-Radius, welcher aus der Theorie der Vielfachstreuung der Elektronen folgt. Er beträgt auf Meereshöhe $R_M \simeq 79 m$.

Obwohl die elektromagnetische Komponente eines hadroninduzierten Luftschauers eine Überlagerung vieler solcher γ -induzierter Subschauer aus unterschiedlichsten Höhen mit verschiedensten Energien darstellt, lässt sich sowohl die longitudinale als auch die laterale Elektronenverteilung recht gut mit diesen Funktionen analytisch beschreiben. Age und Molière-Radius kommen dann allerdings eher eine allgemeine Bedeutung zu.

2.3 Die myonische Komponente

Myonen werden durch die geladenen Mesonen erzeugt, wenn diese vor einer erneuten hadronischen Wechselwirkung zerfallen:

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu \quad (\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8} s) \quad (2.7)$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu \quad (\tau_0 = 1.2 \cdot 10^{-8} s) \quad (2.8)$$

Der Hauptanteil erfolgt durch den Pionzerfall, zudem erfolgt ein Teil der Kaonzerfälle über einen Zerfall in Pionen. Myonen besitzen zwar nur eine relativ kurze Lebensdauer von $\tau_0 = 2.2 \cdot 10^{-6} s$, in Folge der relativistischen Zeitdilatation erreichen bei einem Primärteilchen der Energie $E_0 = 10^{15} eV$ dennoch ca. 50% der Myonen den Erdboden.

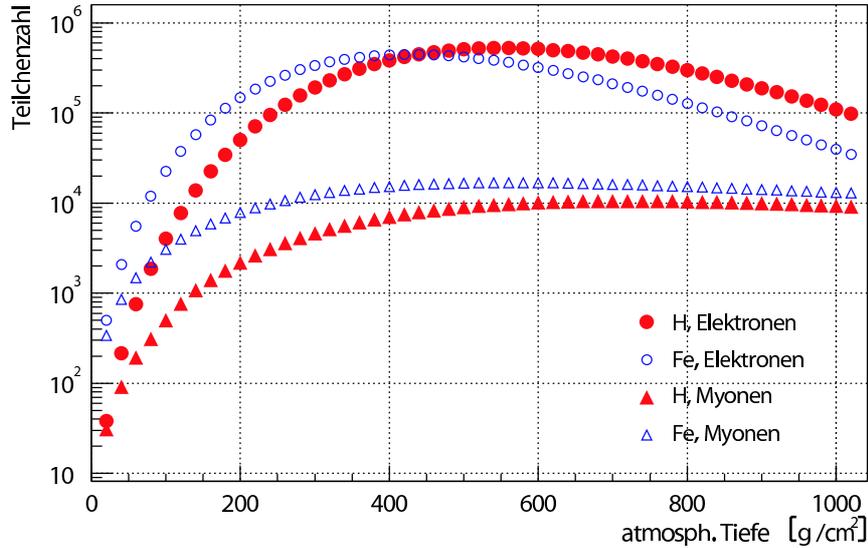


Abbildung 2.2: Simulierte mittlere Longitudinalentwicklung der Elektronen und Myonen eines Teilchenschauers mit einer Primärenergie von 1 PeV ausgelöst durch Protonen und Eisenkerne [Ulr 04].

Die zerfallenen Myonen

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.9)$$

liefern einen Beitrag zur elektromagnetischen Komponente. In großen Höhen besitzen die Mesonen infolge des geringeren Luftdrucks und der somit längeren mittleren freien Weglänge eine größere Wahrscheinlichkeit, dass sie zerfallen, als näher am Erdboden. Daher stammen besonders hochenergetische Myonen aus den allerersten Wechselwirkungen und ermöglichen eine Aussage über die longitudinale Schauerentwicklung. Bestimmt man die Flugrichtung der Myonen und vergleicht sie mit der Einfallsrichtung eines Schauers kann man auf den Entstehungsort der Myonen schließen [Büt 04]. Besonders die Höhe der ersten Wechselwirkung verrät viel über die Art des Primärteilchens. Hinzu kommt, dass Myonen eine sehr hohe kritische Energie von $E_{krit}^\mu \approx 1\text{ TeV}$ besitzen, somit kaum Bremsstrahlung erleiden und auch Vielfachstreuung im Vergleich zu Elektronen um einen Faktor $(m_\mu/m_e)^2 \approx 43000$ unterdrückt ist. Dadurch bleibt die Richtungsinformation der Myonen weitestgehend erhalten.

Nach Erreichen des Maximums nimmt die Zahl der Myonen mit zunehmender atmosphärischer Tiefe nur wenig ab (siehe Abb. 2.2). Somit hängt die Myonzahl kaum von der Eindringtiefe und dadurch von der Art des Primärteilchens ab, bietet aber wegen der geringen Fluktuationen am Erdboden eine gute Möglichkeit zur Bestimmung der Energie des Primärteilchens.

Es hat sich herausgestellt, dass sich die myonische Komponente näherungsweise ebenfalls mit Hilfe der NKG-Funktion beschreiben lässt [Ant 01, Büt 04].

Die myonische Komponente besitzt die größte laterale Ausdehnung, was auf der Beobachtungshöhe des KASCADE-Experiments zu einem Molière-Radius von $R_M^\mu = 420\text{ m}$ ($R_M^e = 89\text{ m}$) führt. Durch die Beibehaltung der Richtungsinformation sind auch Aussagen über den Transversalimpuls der Pionen möglich [Zab 04], da Myonen bevorzugt parallel zum Pionimpuls emittiert werden.

2.4 Schauerentwicklung verschiedener Primärteilchen

Neben der Energie des Primärteilchens ist man auch an der Art dieser Teilchen interessiert. Wegen der starken Fluktuationen während der Entwicklung eines Teilchenschauers ist es nicht möglich, einzelne Elemente der kosmischen Strahlung zu unterscheiden. Man betrachtet deswegen in einfachen Kompositionsbetrachtungen lediglich Protonen und Eisenkerne, stellvertretend für leichte und schwere Kerne. Die chemische Zusammensetzung der primären Teilchen wird danach vorwiegend als Trend von eher leichten oder eher schweren Kernen angegeben. Es gibt jedoch auch Untersuchungen, welche versuchen, die Komposition der kosmischen Strahlung anhand mehrerer verschiedener Primärteilchen zu ermitteln [Ulr 04].

Bei einem Protonschauer von 1 PeV wird ca. 80% der Energie absorbiert, während sich die restliche Energie von 20% auf etwa $5 \cdot 10^5$ Photonen, 10^5 Elektronen und Positronen, 10^4 Myonen und 10^3 Hadronen am Erdboden aufteilt. Die meiste Energie entfällt dabei auf die Myonen. Vergleicht man in Abbildung 2.2 die longitudinale Entwicklung eines solchen Protonschauers mit einem typischen Eisenschauer derselben Energie, so stellt man fest, dass die Teilchenzahl im Schauermaximum der Elektronen in beiden Fällen etwa gleich groß ist. Das Schauermaximum befindet sich für Eisenkerne jedoch höher als für Protonen. Ursache ist der höhere Wechselwirkungsquerschnitt für schwerere Primärteilchen. Vereinfacht lässt sich dies durch das Superpositionsprinzip erklären. Ein Teilchen der Masse A und Energie E_0 wird dabei als Überlagerung von A Protonschauern betrachtet, die jeweils eine Energie von E_0/A besitzen. Dadurch findet die erste Wechselwirkung im Mittel früher in der Atmosphäre statt und zusätzlich durch die im Mittel geringere Energie kommt ebenfalls das Schauermaximum höher zu liegen. Eisenkerne wechselwirken bei einer Energie von $E_0 = 1\text{ PeV}$ zum ersten Mal zwischen 25 und 40 km, während dies bei Protonen zwischen 15 und 30 km der Fall ist. Bei schwereren Teilchen erwartet man dadurch weniger Elektronen und Hadronen am Erdboden als für leichtere Teilchen. Wie bereits beschrieben nimmt die myonische Komponente nach ihrem Maximum nur gering ab und die Zahl der Myonen steigt nur leicht mit zunehmender Masse. Durch die Überlagerung von A Subschauern beobachtet man zudem eine Reduzierung der Fluktuationen.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass sich die Primärteilchenenergie sehr

gut durch die Myonzahl bestimmen lässt, während die Art des Teilchens im wesentlichen durch die Elektronenzahl bestimmt wird. Eine weitere Aussage über die Art der einfallenden Primärteilchen bietet die Erfassung der longitudinalen Schauerentwicklung. Durch eine Rekonstruktion der Produktionshöhen speziell hochenergetischer Myonen oder die Bestimmung des Schauermaximums durch Fluoreszenzlichtmessungen lassen sich zusätzliche Aussagen über die Art des Primärteilchens treffen.

2.5 Simulation ausgedehnter Luftschaue

Um die Eigenschaften eines Primärteilchens in einem ausgedehnten Luftschaue bestimmen zu können, ist man darauf angewiesen die verschiedenen Vorgänge in der Atmosphäre möglichst exakt rekonstruieren, bzw. simulieren zu können. Erschwerend kommt hinzu, dass die Schauerentwicklung sehr starken Fluktuationen unterworfen ist. Ein identisches Teilchen kann trotz derselben Energie sowohl in der longitudinalen als auch in der lateralen Schauerentwicklung große Unterschiede aufweisen, was z.B. zu unterschiedlichen Teilchenzahlen am Erdboden oder auch Produktionshöhen von Myonen führen kann. Für einzelne Teilchenschauer kann somit keine exakte Bestimmung der Energie oder Art des Primärteilchens gemacht werden, allerdings lassen sich Wahrscheinlichkeitsdichten dafür angeben. Durch Mittelung über viele solcher Teilchenschauer lassen sich jedoch Aussagen über die Zusammensetzung und das Energiespektrum der kosmischen Strahlung machen.

Um die Vorgänge in der Atmosphäre zu beschreiben, greift man vorwiegend auf Simulationen mittels Monte-Carlo Berechnungen zurück (siehe Kapitel 2.5.2). Ziel ist es sowohl den Transport der Sekundärteilchen in der Atmosphäre als auch Teilchenproduktion, bzw. -zerfall möglichst präzise beschreiben zu können. Dazu ist die Kenntnis der teilchenphysikalischen Wechselwirkungsprozesse genauso notwendig, wie die Kenntnis des Atmosphärenprofils [Kei 03]. Die Quantenelektrodynamik (QED) ist heutzutage im wesentlichen verstanden, womit sich die Entwicklung der elektromagnetischen Schauerkomponente recht gut behandeln lässt. Der Zerfall von Teilchen über die schwache Wechselwirkung ist ebenso weitestgehend verstanden.

Die hadronischen Wechselwirkungen als Rückgrat der Schauerentwicklung sind im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) mit großen Unsicherheiten behaftet. Ein Problem dabei ist die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_s vom Impulsübertrag. Bei den kleinen Impulsüberträgen für Wechselwirkungen in Vorwärtsrichtung ist $\alpha \approx 1$, weshalb keine Berechnung anhand der Störungstheorie möglich ist. Für die Schauerentwicklung ist hauptsächlich der Vorwärtsbereich der Wechselwirkungen von Interesse, da der Großteil der zur Verfügung stehenden Energie in diesen Bereich fließt. An Beschleunigern wird jedoch vorwiegend bei hohen Impulsüberträgen gemessen, während sich Teilchen in Vor-

wärtsrichtung meist im Strahlrohr dem Nachweis entziehen. Hinzu kommt, dass die an Beschleunigern gewonnenen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse oftmals zu höheren Energien extrapoliert werden müssen [Hör 04], da die Beschleunigerenergien nicht an die Energien, die in der kosmischen Strahlung auftreten, heranreichen.

Die Extrapolation der Beschleunigerdaten birgt gewisse Unsicherheiten in der Simulation eines Teilchenschauers, wobei die Beschleunigerdaten teilweise selbst noch relativ große Fehlerbalken von ca. 10 % besitzen. Außer den angesprochenen Monte-Carlo Simulationen sind auch analytische Ansätze zur Beschreibung der Teilchenflüsse anhand von anschaulichen Diffusionsgleichungen möglich [Gai 92, Lip 93].

2.5.1 Analytische Beschreibung der Teilchenflüsse

Die analytischen Berechnungen sind deshalb von großer Bedeutung, da sie Beziehungen zwischen den einzelnen Teilchenflüssen veranschaulichen und anzeigen, wie sich diese Flüsse unter verschiedenen Annahmen verhalten. Die Teilchenflüsse verschiedener Teilchensorten, wie Hadronen und Leptonen bedingen sich gegenseitig. Besonders die Myon- und Neutrino Flüsse sind aneinander gekoppelt. Beide werden gemeinsam beim schwachen Zerfall von Mesonen erzeugt (ν_μ), wobei beim Myonzerfall weitere Neutrinos ($\nu_\mu + \nu_e$) entstehen. Die Kenntnis der Flüsse der atmosphärischen Neutrinos aus Luftschauern ist z.B. wiederum von großer Bedeutung bei der Interpretation von Neutrino-Oszillationen.

Hadronflüsse

Unter Vernachlässigung des Energieverlusts lässt sich die Entwicklung des Teilchenflusses $\Phi_j(E, t)$ von Hadronen des Typs j in Abhängigkeit von der Tiefe t in g/cm^2 entlang einer Richtung mit dem Zenitwinkel θ durch

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial t} = -\frac{\Phi_j}{\lambda_j} - \frac{\Phi_j}{\lambda_j^z} + \sum_k S(k \rightarrow j) \quad (2.10)$$

beschreiben. Der erste der beiden Verlustterme beschreibt die Wechselwirkung der Hadronen, wobei $\lambda_j(E)$ die hadronische Wechselwirkungslänge in Luft darstellt. Der Zerfall der Hadronen wird mit der Zerfallslänge

$$\lambda_j^z(E, t, \theta) = c\beta\tau_j \frac{E}{m_j} \rho(t, \theta) \quad (2.11)$$

berücksichtigt (β : Geschwindigkeit in Einheiten der Geschwindigkeit c des Lichts, τ_j, m_j : Lebensdauer und Masse der Teilchen, $\rho(t, \theta)$: Dichte der Luft). Unter der Annahme, dass sich der Hadronfluss durch $\Phi_k(E, t) = E^{-\gamma} \Phi_k(t)$ faktorisieren

lässt und die Wechselwirkungslänge λ_k energieunabhängig ist, lässt sich der Quellterm vereinfacht durch den Ausdruck

$$S(k \rightarrow j) = E^{-\gamma} \frac{\Phi_k(t)}{\lambda_k} Z_{kj} \quad (2.12)$$

darstellen. Z_{kj} gibt die Zahl der Hadronen des Typs j an, die über Hadronen vom Typ k erzeugt werden.

Dies ergibt einen ganzen Satz von gekoppelten Differentialgleichungen. Man kann sich jedoch auf 7 am häufigsten erzeugte Hadronen ($p, n, \pi^\pm, K^\pm, K_L$) beschränken. π^0 entkoppelt durch den schnellen Zerfall in 2 Photonen sofort aus der hadronischen Komponente. Mit einer geringen Zerfallslänge von $c\tau = 2.675 \text{ cm}$ kann K_s als Beitrag zum Pionenfluss gesehen werden.

Eine weitere Entkopplung der Differentialgleichungen lässt sich erreichen, wenn man den Beitrag der Kaonen zur Pionproduktion vernachlässigt und annimmt, dass sich der Nukleonfluss unabhängig vom Mesonfluss entwickelt.

Nukleonflüsse

Die Protonen- und Neutronenflüsse werden als Faktorisierung der Form $\Phi_p(E, t) = p(t)E^{-\gamma}$ und $\Phi_n(E, t) = n(t)E^{-\gamma}$ betrachtet. Diese sind über die Differentialgleichungen

$$\frac{dp(t)}{dt} = -\frac{p(t)}{\lambda_p} + \frac{p(t)}{\lambda_p} Z_{pp} + \frac{n(t)}{\lambda_n} Z_{np}. \quad (2.13)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\lambda_n} + \frac{p(t)}{\lambda_p} Z_{pn} + \frac{n(t)}{\lambda_n} Z_{nn}. \quad (2.14)$$

gekoppelt. Nimmt man $\lambda_p = \lambda_n$ und $Z_{pp} = Z_{nn}$, bzw. $Z_{pn} = Z_{np}$ infolge der Isospinsymmetrie an, so erhält man die Lösung

$$(p \pm n) = (p_0 \pm n_0) e^{-\frac{t}{\Lambda_{1,2}}}, \quad \Lambda_{1,2} = \frac{\lambda_p}{1 - Z_{pp} \mp Z_{pn}} \quad (2.15)$$

Das Verhältnis n/p steigt mit zunehmender Tiefe asymptotisch bis auf $n/p = 1$ an.

Pionflüsse

Die Entwicklung des Pionflusses wird auf folgende Weise ausgedrückt:

$$\frac{\partial \pi^\pm}{\partial t} = -\frac{\pi^\pm}{\lambda_\pi} - \frac{\pi^\pm}{\lambda_\pi^Z} + S(p \rightarrow \pi^\pm) + S(n \rightarrow \pi^\pm) + S(\pi^+ \rightarrow \pi^\pm) + S(\pi^- \rightarrow \pi^\pm). \quad (2.16)$$

Des Weiteren werden für niedrige und hohe Energien unterschiedliche Näherungen gemacht. Zu niedrigeren Energien (L) hin sinkt die Zerfallslänge ($\sim \beta$ siehe

Glg. 2.11) und die Wechselwirkung der Pionen wird genauso vernachlässigbar wie die Erzeugung neuer Pionen. Man erhält die Lösung:

$$\pi_L^\pm(E, t) = \left(\frac{p(t)}{\lambda_p} Z_{p\pi^\pm} + \frac{n(t)}{\lambda_n} Z_{n\pi^\pm} \right) \lambda_\pi^Z(E, t). \quad (2.17)$$

Bei sehr hohen Energien (H) wird der Pionenzerfall ziemlich selten und die Zerfallslänge wird sehr groß. Vernachlässigt man den Pionenzerfall erhält man:

$$(\pi^+ \pm \pi^-)_H = \frac{(p_0 \pm n_0)}{\lambda_p} (Z_{p\pi^+} \pm Z_{p\pi^-}) \frac{\Lambda_{\pi 1,2} \Lambda_{1,2}}{\Lambda_{\pi 1,2} - \Lambda_{1,2}} \left(e^{-\frac{t}{\Lambda_{\pi 1,2}}} - e^{-\frac{t}{\Lambda_{1,2}}} \right) E^{-\gamma} \quad (2.18)$$

mit

$$\Lambda_{\pi 1,2} = \frac{\lambda_\pi}{1 - Z_{\pi^+\pi^+} \mp Z_{\pi^+\pi^-}}. \quad (2.19)$$

Man erkennt, dass die π^\pm -Flüsse mit steigender Tiefe t eine leicht unterschiedliche Entwicklung durchlaufen. Der π^- -Fluss erhält einen größeren Anteil von der Neutronenkomponente und entwickelt sich etwas tiefer in der Atmosphäre.

Myonflüsse

Zur Berechnung der Myonflüsse berücksichtigt man deren Energieverlust als einen kontinuierlichen Prozeß und die Zerfallswahrscheinlichkeiten der Myonen. Dadurch gilt für den Myonfluss folgende Differentialgleichung:

$$\frac{\partial \mu^\pm(E, t, \theta)}{\partial t} = -\frac{\mu^\pm(E, t, \theta)}{\lambda_\mu^Z(E, t, \theta)} + \frac{\partial \left(\frac{dE}{dt(E)} \right) \mu^\pm(E, t, \theta)}{\partial E} + \sum_M S(M \rightarrow \mu^\pm; E, t, \theta). \quad (2.20)$$

Im ersten Term wird der Myonzerfall berücksichtigt, während der zweite Term den Energieverlust beschreibt, gefolgt von den Quelltermen aus dem Mesonzerfall. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon, das in der Tiefe t_0 unter dem Zenitwinkel θ mit der Energie E_0 entsteht, die Tiefe t_f mit der Energie $E(t_f - t_0, E_0)$ erreicht, ist:

$$p_{surv}(E, t_f, t_0, \theta) = e^{-\frac{m_\mu}{c\tau_\mu} \int_{t_0}^{t_f} \frac{dt}{E(t-t_0, E_0) \rho(t, \theta)}}. \quad (2.21)$$

Diese Gleichung kann unter einigen vernünftigen Näherungen analytisch bestimmt werden. Dazu betrachtet man den Energieverlust durch Ionisation als konstant und nimmt für die Dichteverteilung der Atmosphäre eine exponentielle oder polytrophe Form an, während der Zenitwinkel nicht zu groß sein darf ($\theta \leq 60^\circ$).

Ausgehend vom Quellterm $S_\mu(E_0, t)$ kann der Myonfluss in der Tiefe t_f mit dem Zenitwinkel θ anhand

$$\phi_\mu(E_f, t_f) = \int_0^{t_f} dt_0 S_\mu(E_0, t_0) p_{surv}(E_0, t_f, t_0) \left(\frac{dE_f(E_0, t_f - t_0)}{dE_0} \right)^{-1} \quad (2.22)$$

berechnet werden. Dabei wird über alle Entstehungsorte der Myonen integriert. E_0 ist die Ausgangsenergie des Myons, das mit der Energie E_f detektiert wird. Bereits zerfallene Myonen tragen zur elektromagnetischen Schauerkomponente bei. Die Zerfallslänge der Myonen beträgt $c\tau_\mu = 660\text{ m}$. Aus Analysen und Simulationen ergibt sich eine Abschwächlänge von $\Lambda_{N_\mu} = 823\text{ g/cm}^2$ [Ant 03, Mai 04]. Da die vertikale Schichtdicke der Atmosphäre von ca. 1000 g/cm^2 von derselben Größenordnung ist, bietet die Untersuchung der myonischen Schauerkomponente bestmögliche Voraussetzungen, um die Schauerentwicklung der kosmischen Strahlung zu untersuchen. Die Myonen behalten weitestgehend ihre Eigenschaften vom Ort ihrer Erzeugung. Aufgrund der im Mittel großen Myonimpulse ($\sim 10\text{ GeV}/c$) enthält die myonische Schauerkomponente trotz ihres geringen Anteils ($\sim 10\%$ der Elektronen) den größten Anteil der nachweisbaren Primärteilchenenergie E_0 . Dabei wird ca. 80% der gesamten Energie in der Atmosphäre absorbiert [Kna 97].

Der Vorteil dieser analytischen Berechnungen im Gegensatz zu den Monte-Carlo-Simulationen besteht vorwiegend darin, dass die erforderlichen Berechnungen relativ leicht unter etwas modifizierten Ansätzen für den primären Fluss und die hadronischen Wechselwirkungen wiederholbar sind, da die entsprechenden Parameter direkt in die Formeln eingehen und eine erkennbare physikalische Bedeutung haben.

In einer analytischen Studie wurde der formale Zusammenhang zwischen der longitudinalen Schauerentwicklung mit Hilfe der Myonen und der lateralen Dichteverteilung der Myonen vorgestellt [Pen 99, Pen 01]. Dabei lässt sich die Lateralverteilung der Myonen mit Hilfe einer Tikhonov-Regularisierung [Tik 77] als eine Integraltransformation der Produktionshöhen darstellen. Durch den komplementären Charakter von Lateralverteilung und Produktionshöhe lässt sich zudem die umgekehrte Transformation durchführen und die Konsistenz der beiden Schauerobservablen überprüfen. Die Verteilung der Produktionshöhe der Myonen kann mit Hilfe von Ankunftszeitenverteilungen [Bra 97] und/oder Radial- und Tangentialwinkelverteilungen bestimmt werden [Ber 96, Amb 97].

2.5.2 Monte-Carlo-Simulationen

Um das Eindringen eines Primärteilchens in die Erdatmosphäre und die anschließende Schauerentwicklung simulieren zu können, kann das Programm CORSIKA (**C**osmic **R**ay **S**imulation for **K**ASCADE) [Hec 98] verwendet werden. Als Primärteilchen können Photonen, Protonen oder auch Atomkerne bis hin zu Eisen verwendet werden. Die Simulation der Schauerentwicklung erfolgt in CORSIKA anhand von Monte-Carlo Methoden. Im Gegensatz zu den analytischen Beschreibungen der Teilchenschauer werden nicht nur die Mittelwerte der verschiedenen Schauerobservablen beschrieben, sondern auch deren Fluktuationen. Bei CORSIKA wird der Verlauf aller Teilchen eines Schauers verfolgt.

Neben der mittleren freien Weglänge der Teilchen bis zur nächsten Wechsel-

wirkung oder auch deren Zerfallslänge ermittelt CORSIKA auch die Zahl der bei einer Wechselwirkung erzeugten Teilchen. Für jeden Zwischenschritt in der Schauerentwicklung wird entsprechend dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt entschieden, wie wahrscheinlich eine Wechselwirkung stattfindet, bzw. wieviele Sekundärteilchen welcher Art erzeugt werden. Dabei werden starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkungen der Schauerteilchen berücksichtigt. Darunter fällt auch der Energieverlust oder die Vielfachstreuung der Teilchen. Teilchen unter einer bestimmten Energieschwelle werden nicht weiter simuliert, da ihr Anteil am Teilchenschauer am Erdboden nicht mehr nachweisbar ist.

Beim Durchqueren der Atmosphäre bestimmt CORSIKA wann ein Teilchen das nächste Mal mit einem Luftmolekül wechselwirkt, oder auch ob es bereits vorher in andere Teilchen zerfällt. Von Interesse ist hierbei das verwendete Atmosphärenmodell, der Luftdruck oder auch das Erdmagnetfeld. Die in einer bestimmten Höhe vorherrschende Dichte der Luft kann sich stark auf die weitere Schauerentwicklung auswirken. Wichtig ist dabei die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der möglichen Wechselwirkungen, aber auch die Lebensdauer der jeweiligen Teilchen, ihre Zerfallsmoden, bzw. deren Masse oder Ladung.

Zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen kann CORSIKA in Verbindung mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen unterhalb einer Energie von 200 GeV (im Laborsystem) das FLUKA-Modell [Aar 87] [Fas 00] verwendet. Für höhere Energien wird das QGSJET-Modell [Kal 93] verwendet. Alternativ dazu kann z. B. auch das Modell SIBYLL [Fle 94] gewählt werden. Die hadronischen Wirkungsquerschnitte sind durch Experimente an Beschleunigern lediglich bei niedrigeren Energien bekannt. Zur Extrapolation der Wirkungsquerschnitte zu den Energien, die für die Schauerentwicklung relevant sind, sind den verschiedenen Modellen zum Teil unterschiedliche theoretische Ansätze zugrunde gelegt [Kna 97]. QGSJET basiert auf der Gribov-Regge-Theorie mit Multi-Pomeron-Austausch, während es sich bei SIBYLL um ein Minijet-Modell handelt. Die elektromagnetischen Prozesse sind im Rahmen der Quantenelektrodynamik relativ genau berechenbar und werden in CORSIKA anhand des EGS4-Code [Nel 85] simuliert.

Als Ergebnis der Luftschauersimulationen mit CORSIKA erhält man die einzelnen Sekundärteilchen, die das Beobachtungsniveau erreichen. Anschließend erfolgt eine GEANT [Gea 93] basierte Detektorsimulation durch das Programm CRES (**C**osmic **R**ay **E**vent **S**imulation). Dazu wird der gesamte Detektor inklusive des Absorbers entsprechend dem geometrischen Aufbau und den verwendeten Materialien möglichst realistisch nachgebildet. Anschließend liegen die Simulationen in der gleichen Form vor wie die Messdaten. Zur Bestimmung der Schauerobservablen wie z. B. Lage des Schauerzentrums, Myonzahlen oder die Richtung von Myonspuren, um nur einige zu nennen, werden die simulierten wie die experimentellen Messdaten noch durch das Programm KRETA (**K**ASCADE **R**Econstruction for ex**T**ensive Air showers) analysiert.

Kapitel 3

Das KASCADE-Experiment

Das Luftschauerexperiment KASCADE (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector) auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe¹ dient zur Untersuchung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^{14} eV bis 10^{17} eV [Dol 90, Ant 03a]. Hierbei werden mit verschiedenen Detektorsystemen die hadronische, myonische und elektromagnetische Komponente ausgedehnter Luftschauer gemessen. Astrophysikalisches Ziel von KASCADE ist die Bestimmung des Energiespektrums sowie der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung in dem Energiebereich um das sogenannte Knie, vor allem um die Ursache für diesen Knick im Energiespektrum herauszufinden. Einen eher teilchenphysikalischen Aspekt stellt der Test speziell der hadronischen Wechselwirkungsmodelle dar, über deren Unsicherheiten bereits in Kapitel 2.5 die Rede war. Dazu vergleicht man die Verteilungen von gemessenen und simulierten Observablen. Durch die simultane Messung aller 3 Luftschauerkomponenten, wobei z. B. Myonen von 4 verschiedenen Detektorsystemen mit unterschiedlichen Energieschwellen erfasst werden, lassen sich Unsicherheiten aus den starken intrinsischen Fluktuationen in der Entwicklung eines Luftschauers reduzieren.

Abbildung 3.1 zeigt den Grundriss des KASCADE-Experiments und seine einzelnen Detektorsysteme. Die Größe der verschiedenen Detektorkomponenten sind der jeweiligen lateralen Ausdehnung der zu messenden Luftschauerteilchen im Energiebereich von KASCADE angepasst. Im folgenden werden die einzelnen Detektoren des Experiments näher beschrieben, wobei in Tabelle 3.1 die wichtigsten charakteristischen Größen zusammengefasst sind.

¹49.1° nördliche Breite, 8.4° östliche Länge, 110 m über N.N., entspricht einer atmosphärischen Tiefe von 1020 g/cm^2 , 14.9° nach Osten verdreht.

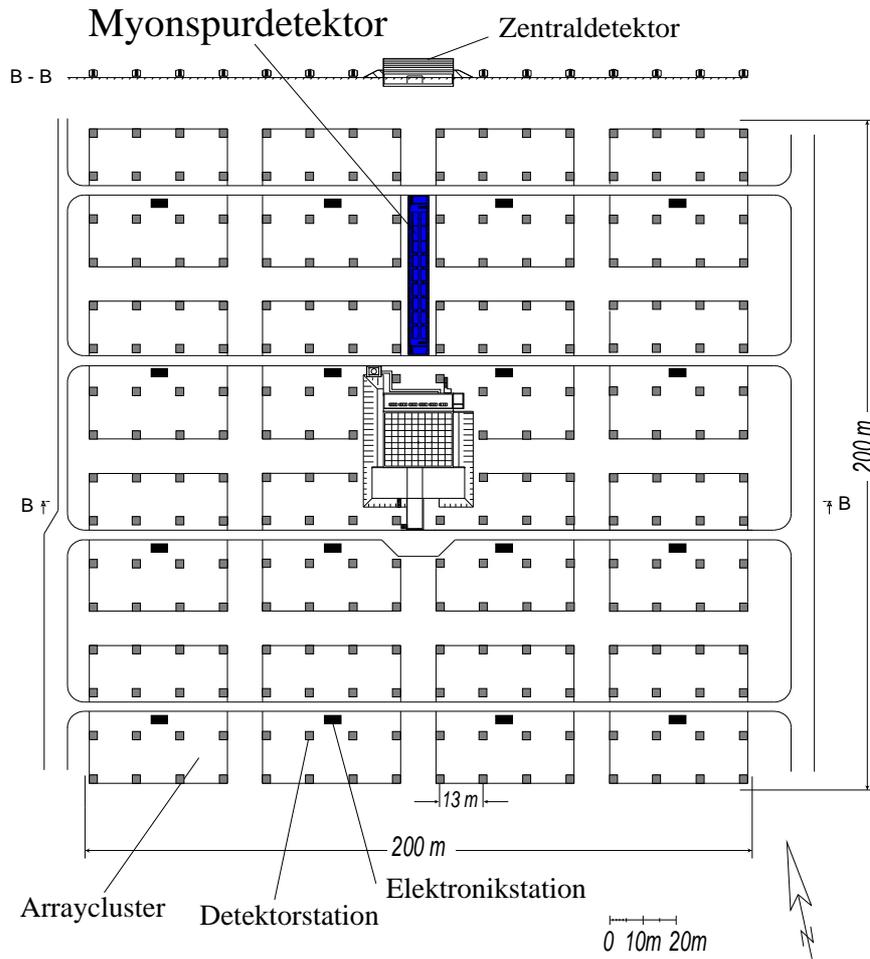


Abbildung 3.1: Die einzelnen Detektorkomponenten des KASCADE-Experiments im Überblick. KASCADE ist um 14.9° nach Osten verdreht.

Detektorkomponente	Detektortyp	Nachweisfläche	Energieschwelle
Array: μ -Detektor	Plastiksintillationszähler	622 m ²	$E_\mu > 230$ MeV
Array: e/γ -Detektor	Flüssigsintillatoren	490 m ²	$E_e > 5$ MeV
Top-Cluster	Plastiksintillationszähler	23 m ²	$E_e > 5$ MeV
Toplage	Flüssigkeitsionisationskammern	304 m ²	$E_e > 10$ MeV
Hadronkalorimeter	Flüssigkeitsionisationskammern	8×304 m ²	$E_H > 50$ GeV
Triggerebene	Plastiksintillationszähler	208 m ²	$E_\mu > 490$ MeV
Myonkammern	Vieldrahtproportionalkammern	2×129 m ²	$E_\mu > 2.4$ GeV
Streamertubedetektor	Streamertubes	247,5 m ²	$E_\mu > 2.4$ GeV
Myonspurdetektor	Streamertubes	4×128 m ²	$E_\mu > 800$ MeV
Grande-Array	Plastiksintillationszähler	370 m ²	$E_{\mu,e} > 3$ MeV
Piccolo	Plastiksintillationszähler	80 m ²	$E_{\mu,e} > 3$ MeV

Tabelle 3.1: Charakteristische Daten der einzelnen KASCADE-Grande Detektoren.

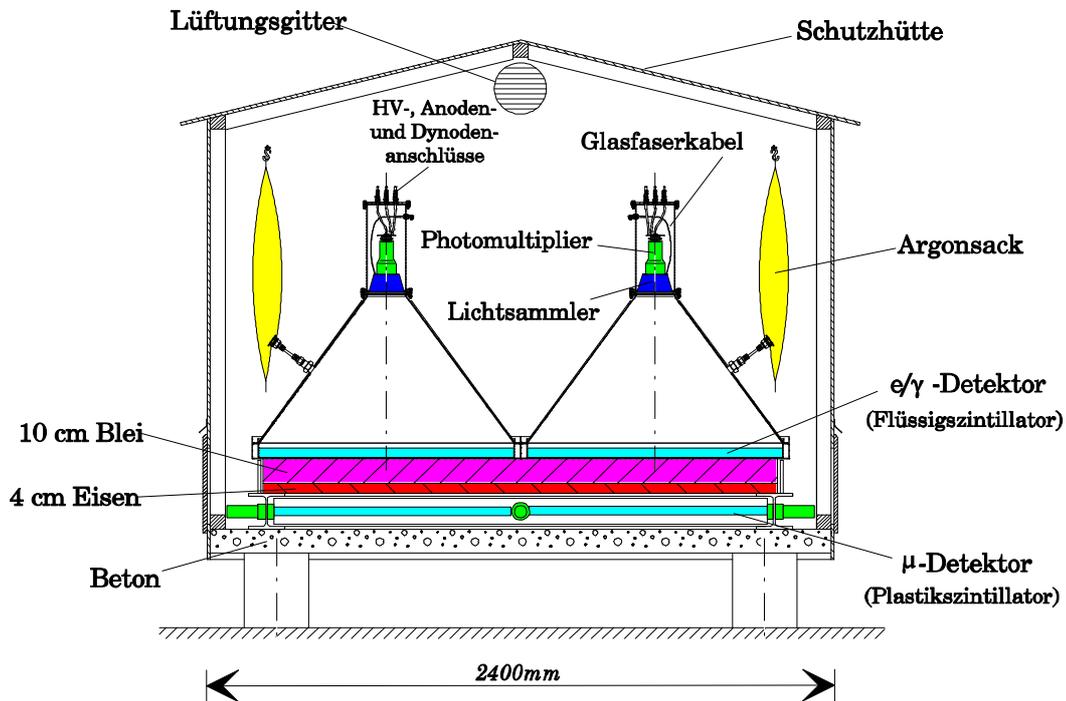


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau einer Detektorstation des Arrays.

3.1 Das Detektorarray

Das $200 \times 200 \text{ m}^2$ große KASCADE-Array besteht aus 252 Detektorstationen, die in einem rechtwinkligen Raster mit einem Gitterabstand von 13 m angeordnet sind (siehe Abbildung 3.1). Es unterteilt sich in 16 einzelne Cluster mit jeweils 4×4 Stationen und einer Elektronikstation für die Hochspannungsversorgung, Auslese- und Triggerelektronik. Lediglich die 4 inneren Cluster bestehen aufgrund des Zentraldetektors jeweils nur aus 15 Detektorstationen.

Typische Observable des Arrays sind der Ort des Schauerzentrums, die Einfallrichtung eines Teilchenschauers, sprich die Schauerachse, die Elektronen-, sowie die Myonzahl N_e bzw. N_μ .

Zur Bestimmung der elektromagnetischen Komponente befinden sich in einer der in Abbildung 3.2 gezeigten Station der vier inneren Cluster jeweils 4, in einer Station der äußeren 12 Cluster jeweils 2 Detektoren mit einer Fläche von je 0.79 m^2 . Jeder dieser 624 Detektorkegel ist mit einer 5 cm dicken Schicht eines Flüssigszintillators gefüllt und wird über einen Photomultiplier sowohl an der Anode als auch an der drittletzten Dynode ausgelesen. Dadurch erreicht man einen sehr hohen dynamischen Bereich, der den Nachweis von bis zu 2000 minimal ionisierenden Teilchen (m.i.p.) ermöglicht. Die Zeitauflösung der Detektoren beträgt ca. 0.8 ns .

Zum Nachweis von Myonen sind in den Detektorstationen der 12 äußeren Cluster unter den e/γ -Detektoren, sowie 10 cm Blei und 4 cm Eisen, 4 quadratische Plastiksintillatoren mit einer Kantenlänge von 90 cm und einer Dicke von 3 cm angebracht. Die Energieschwelle dieser Myondetektoren beträgt hierbei 230 MeV.

Die Nachweisfläche der e/γ -Detektoren von 490 m^2 , bzw. der Myondetektoren von 622 m^2 stellt weniger als 2% der Gesamtfläche von KASCADE dar. Dies ist ausreichend, da die Fluktuationen in der Schauerentwicklung die Messungenauigkeiten deutlich übersteigen. Der Abstand der einzelnen Detektorstationen ist so gewählt, dass Schauer ab einer Energie von 10^{13} eV , die eine geringe laterale Ausdehnung haben, noch nachgewiesen werden können.

3.1.1 Arrayparameter

Zur Analyse der Arrayinformationen steht für jede Detektorstation die Summe der Energiedeposits in den e/γ - und Myondetektoren zur Verfügung, sowie die Ankunftszeiten des ersten Teilchens in jedem Detektor. Die Auslese wird dabei über einen Cluster-Multiplizitätstrigger gesteuert. Die Rekonstruktion eines ausgedehnten Luftschauers [Mai 04] läuft anschließend in 3 aufeinanderfolgenden Stufen im Rahmen des Computerprogramms KRETA ab. Zuvor werden die Messdaten noch kalibriert und verschiedenen Qualitätsschnitten unterworfen.

In der ersten Rekonstruktionsstufe werden die Elektronenzahl N_e und Myonenzahl N_μ durch Addition der Energieeinträge im jeweiligen Detektortyp, die sich um das Schauerzentrum herum befinden, abgeschätzt, während der Ort des Schauerzentrums selbst durch ein neuronales Netz bestimmt wird [May 92]. Ein Gradientenverfahren aus den Informationen der e/γ -Detektoren dient zur Bestimmung der Schauerrichtung [May 93]. Dazu werden die Gradienten jeweils mit der Wurzel der Energieeinträge gewichtet. Diese erste Stufe dient vorwiegend dazu, gute Startwerte für die Fits in den folgenden Rekonstruktionsstufen bereitzustellen.

In der zweiten Stufe werden zuerst die Energieeinträge der Detektoren mit lateralen Energiekorrekturfunktionen korrigiert [Ant 01] und eine Transformation in das Schauerkoordinatensystem vorgenommen. Mittels eines 4-parametrischen Fits mit einer NKG-Funktion nach Gleichung 2.6 wird sowohl die Position des Schauerzentrums als auch die Elektronenzahl N_e und der Formparameter s_e ermittelt. Die Myonzahl N_μ wird durch Integration einer angepassten NKG-Funktion gewonnen. Dabei wird das Schauerzentrum durch den N_e -Fit festgelegt und anhand einer entsprechenden Parametrisierung, unter zusätzlicher Einbeziehung der Schauerrichtung, ein Formparameter s_μ vorgegeben.

Die Schauerrichtung wird durch eine Minimierung der Summe der absoluten Abweichungen der Ankunftszeiten vom Median gewonnen. Dazu wird eine Funktion verwendet, die zusätzlich zu den Ankunftszeiten auch die Teilchenzahlen in den jeweiligen Detektoren verwendet. Da das erste Teilchen in einem Detektor die jeweilige Ankunftszeit bestimmt, hängen die Ankunftszeitverteilungen stark von

der Teilchenzahl und vom Abstand zum Schauerzentrum ab [Mai 04]. Durch die zusätzliche Verwendung der Teilchenzahlen verbessert sich die Winkelauflösung des KASCADE-Arrays (siehe Abschnitt 3.1.2).

In der dritten Rekonstruktionsstufe werden erneut laterale Energiekorrekturfunktionen angewendet. Der Ort des Schauerzentrums wird jedoch nicht mehr verändert. Somit wird durch den NKG-Fit lediglich noch N_e und s_e bestimmt, bzw N_μ , wodurch man i. a. ein verbessertes Ergebnis erhält. Um einen sogenannten *Punch through*² in der Nähe des Schauerzentrums und Unsicherheiten für die Lateralverteilungen bei großen Myonabständen zu vermeiden, wird zur Analyse eine trunkierte Myonzahl N_μ^{tr} verwendet. Diese gibt die integrierte Zahl der Myonen in einem Abstand zum Schauerzentrum zwischen 40 m und 200 m an.

Die Myonzahl N_μ^{tr} ist ein relativ guter Parameter, um die Energie des Primärteilchens unabhängig von seiner Masse abzuschätzen (siehe 2.3) [Web 97]. Untersuchungen anhand von Simulationen haben gezeigt, dass sich die Primärteilchenenergie E_0 aus den Parametern N_e und N_μ^{tr} des Arrays gemäß

$$\lg(E_0/GeV) = 2.327 + 0.7894\lg(N_\mu^{tr}) + 0.1908\lg(N_e) \quad (3.1)$$

abschätzen lässt [Van 02]. Daher bietet sich die trunkierte Myonzahl N_μ^{tr} besonders gut dazu an, um verschiedene Schauerparameter in Abhängigkeit der Schauerenergie zu untersuchen.

3.1.2 Genauigkeit der Arrayparameter

Die im vorigen Abschnitt 3.1.1 angesprochenen Array-Parameter, bzw. die Genauigkeit dieser Parameter, sind im Hinblick auf Analysen im Rahmen dieser Arbeit von besonderem Interesse. Zur Bestimmung der Radialwinkel sowie zur Triangulation der Myonproduktionshöhen geht neben der Richtung einer Myonspur gleichfalls die Richtung der Schauerachse ein, sowie im Falle der Produktionshöhen zusätzlich noch der Abstand zwischen Schauerzentrum und Myonspur [Büt 04].

Die Rekonstruktionsgenauigkeit verschiedener Schauerparameter kann anhand einer Schachbrettmethode bestimmt werden. Hierbei wird das Array in zwei voneinander unabhängige Detektorfelder aufgeteilt und durch den Vergleich der beiden Ergebnisse die Rekonstruktionsgenauigkeit bestimmt. Eine andere Möglichkeit bietet der Vergleich von simulierten Schauergrößen mit den rekonstruierten. In Abbildung 3.3 wird für beide Methoden die Genauigkeit bei der Bestimmung des Schauerzentrums in Abhängigkeit der Elektronenzahl N_e gezeigt. Mit zunehmender Schauergröße steigt die Zahl der nachgewiesenen Teilchen und die Rekonstruktionsgenauigkeit verbessert sich. Bei sehr großen Schauern erkennt man, dass die Genauigkeit bei der Schachbrettmethode wieder leicht nachlässt.

²Hochenergetische Teilchen der elektromagnetischen Komponente, die den Absorber durchdringen.

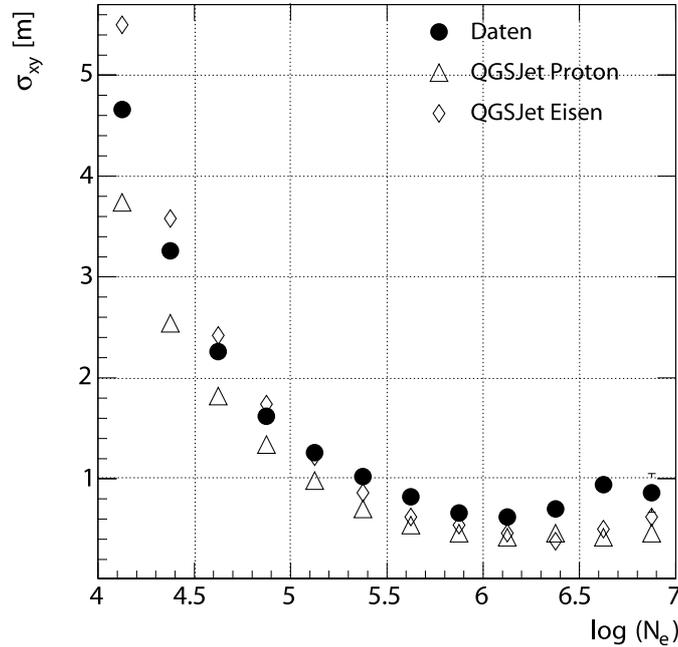


Abbildung 3.3: Genauigkeit der Bestimmung des Schauerzentrums in Abhängigkeit von der Elektronenzahl N_e nach [Mai 04].

Dies wird durch Sättigung der Detektoren in der Nähe des Schauerzentrums verursacht.

Die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion in Abbildung 3.4 wird aus der Winkeldifferenzverteilung zwischen simulierter und rekonstruierter Schauerrichtung bzw. den Schauerrichtungen der beiden Teilerperimente bestimmt. Als Auflösung wird der Wert verwendet, bei dem 68% der Verteilung erreicht sind. Das Ergebnis der Schachbrettmethode wird jedoch wegen der verwendeten halben Anzahl an Detektorstationen und damit Stützstellen in der Rekonstruktion, sowie dem doppelten Detektorabstand jeweils mit einem Faktor $1/\sqrt{2}$ korrigiert. Neben der Anzahl der Detektoren und deren Zeitauflösung hängt die Winkelauflösung stark von der Zahl an nachgewiesenen Elektronen ab. Die Winkelauflösung verbessert sich mit zunehmender Schauergröße von 0.8° auf ca. 0.1° . Außer durch mehr Messwerte wird dies zusätzlich durch einen verlängerten Hebelarm bewirkt. Mit zunehmendem Zenitwinkel verschlechtert sich daher die Winkelbestimmung geringfügig. Ein weiterer Effekt wird durch die unterschiedliche Bestückung der Detektorstationen verursacht, weshalb die Winkelauflösung vom Zentrum zum Rand des Arrays um ca. 0.1° schlechter wird.

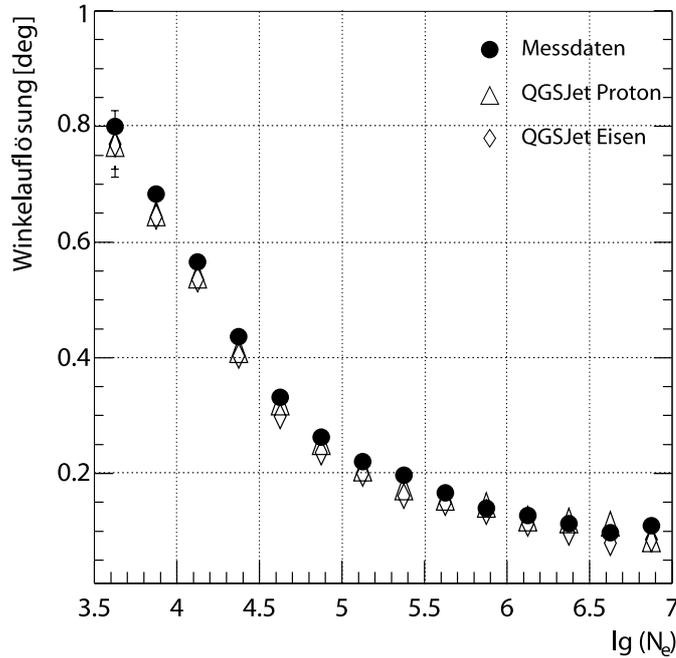


Abbildung 3.4: Winkelauflösung des KASCADE-Arrays in Abhängigkeit von der Elektronenzahl N_e nach [Mai 04].

3.2 Der Myonspurdetektor

Nördlich des Zentraldetektors befindet sich der Myonspurdetektor (MTD) in einem 48 m langen und 5.4 m breiten Tunnel unter einer Abschirmung aus Erde, Eisen und Beton (siehe Abbildung 3.5, [Ata 00, Dol 02]). Dies entspricht einer Dicke von 18 Strahlungslängen, womit die Energieschwelle für Myonen 800 MeV beträgt. Der Myonspurdetektor besteht aus 16 Detektortürmen mit 3 horizontalen Modulebenen und einer an der Wand befindlichen vertikalen Modulebene aus Limited Streamertubes. Für senkrecht einfallende Myonen (ohne die Wandmodule) beläuft sich die aktive Fläche auf 128 m^2 . Neben der Bestimmung der Lateralverteilungen von Myonen lässt sich zudem die Richtung der einfallenden Myonen rekonstruieren. Unter Verwendung der Schauerrichtungsinformation des Arrays wird mittels Triangulation die Bestimmung der Produktionshöhe der Myonen ermöglicht, was eine Information über die für verschiedene Primärteilchen unterschiedliche Schauerentwicklung liefert. Eine ausführlichere Beschreibung des Myonspurdetektors folgt in Kapitel 4.

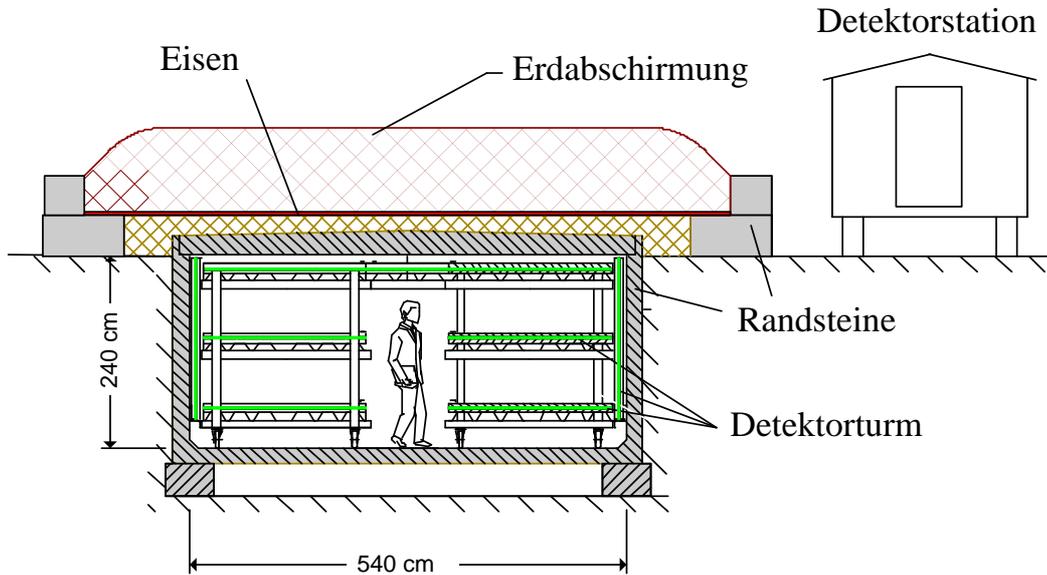


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Myonspurdetektors.

3.3 Der Zentraldetektor

In der Mitte des KASCADE-Experiments befindet sich der $16 \times 20 \text{ m}^2$ große Zentraldetektor mit verschiedenen Detektoren zur Messung aller 3 Luftschauerkomponenten (siehe Abbildung 3.6). Er dient hauptsächlich zur Untersuchung des Zentrums eines Luftschauers.

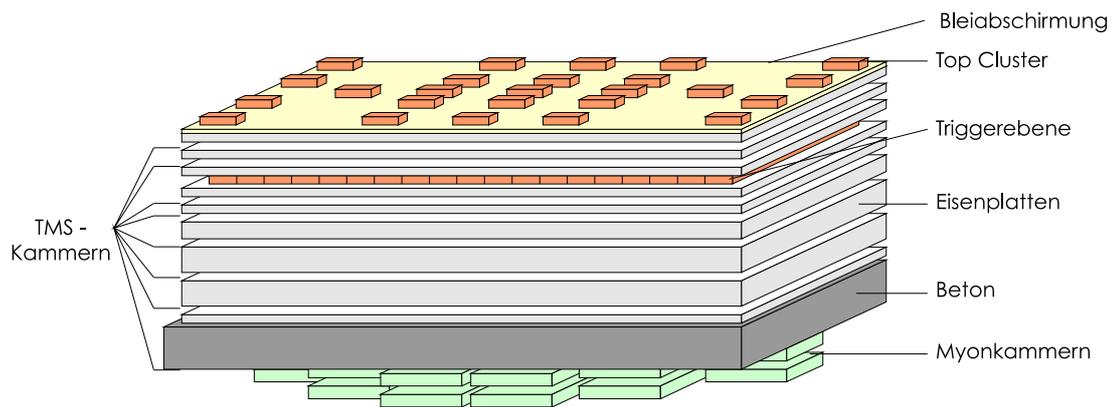


Abbildung 3.6: Der Zentraldetektor mit seinen verschiedenen Komponenten.

3.3.1 Hadronkalorimeter

Den Hauptbestandteil des Zentraldetektors stellt das 8-lagige Eisen-Sampling-Kalorimeter [Eng 99] mit einer aktiven Fläche von 304 m^2 dar. Die Größe ist derart gewählt, dass die hadronische Komponente eines Luftschauers nahezu vollständig erfasst wird und auch bei hohen Energien trotz des rasch abnehmenden Teilchenflusses genügend Ereignisse gemessen werden können. Um die elektromagnetische Komponente zu unterdrücken befindet sich über der ersten Lage eine 5 cm dicke Bleischicht. Zwischen den 8 sensitiven Lagen mit Flüssigkeitsionisationskammern befinden sich jeweils Absorberschichten aus Eisen mit einer zunehmenden Dicke von 12 cm bis 36 cm . Die unterste Detektorebene befindet sich allerdings unter einer Absorberlage von 12 cm Eisen und den zusätzlichen 77 cm der Stahlbetondecke des Fundamentkellers. Die Abstufung der Absorberdicke, die insgesamt 11.4 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht, ermöglicht den Nachweis von Hadronen über einen großen Energiebereich von 50 GeV bis zu mehreren 10 TeV . Ein Proton mit einer Energie von 25 TeV deponiert im Mittel noch 98% seiner Energie im Detektor.

Als aktive Detektoren werden ca $10\,000$ quadratische Flüssigkeitsionisationskammern mit einer Kantenlänge von 50 cm und einer Dicke von 1 cm verwendet. Sie bestehen aus 4 Elektrodenblechen im Prinzip eines Plattenkondensators. Als Dielektrikum dient Tetramethylsilan, bzw. Tetramethylpentan. Dabei handelt es sich um Flüssigkeiten, die gegenüber Gasen den Vorteil größerer Dichten besitzen und somit stärkere Signale liefern. Diese werden ohne Signalverstärkung im Ionisationsmedium direkt über elektrische Verstärker mit einem hohen dynamischen Bereich ausgelesen. Durch die Segmentierung des Kalorimeters lassen sich der Ort, die Einfallsrichtung und die Energie der Hadronen bestimmen.

Oberhalb des Bleiabsorbers befindet sich eine weitere Lage von Flüssigkeitsionisationskammern, die als Toplage bezeichnet wird. Sie dient jedoch nicht zur kalorimetrischen Bestimmung der Hadronen, da sie ohne Absorber die Luftschauerteilchen aller 3 Komponenten misst. Die dominierende Zahl der Teilchen stammt jedoch aus der elektromagnetischen Komponente. Mit der Toplage lässt sich die Position und die Struktur des Schauerzentrums näher untersuchen. Ist ein Schauer zu klein um vom Array nachgewiesen zu werden, so besitzt man dennoch Informationen über die Hadronen und Myonen aus den anderen Komponenten des Zentraldetektors um auf Eigenschaften des Primärteilchens rückschließen zu können.

3.3.2 Trigger-Ebene

Die Triggerebene mit einer aktiven Fläche von 208 m^2 besteht aus 456 Paaren von Plastikszintillatoren der Größe $47.5 \times 47.5 \times 3\text{ cm}^3$ und dient zur schnellen Triggerung der restlichen Komponenten des Zentraldetektors [Rai 97]. Dabei werden die beiden Szintillatorplatten eines Einzeldetektors gemeinsam über einen Wel-

lenlängenschieber und einen Photomultiplier ausgelesen.

Die Triggerebene liegt zwischen der zweiten und dritten Ebene des Hadronkalorimeters, weshalb sie durch insgesamt 5 cm Blei und 36 cm Eisen, entsprechend ca. 30 Strahlungslängen, weitestgehend gegen die elektromagnetische Schauerkomponente abgeschirmt ist. Myonen werden mit einer Energieschwelle von 490 MeV nachgewiesen. Über die in den Szintillatoren deponierte Energie ist eine Unterscheidung zwischen Hadronen und Myonen möglich.

Mit der Triggerebene lassen sich neben der Bildung eines Triggersignals die Ankunftszeiten der durchgehenden Teilchen mit einer Zeitauflösung von 1.4 ns bestimmen. Die Zeitmessung wird dabei durch das erste ankommende Teilchen mit ausreichender Energie ausgelöst.

3.3.3 Top-Cluster

Das Top-Cluster befindet sich auf dem Dach des Zentraldetektors und besteht aus 50 Szintillationszählern, die baugleich mit denen der Triggerebene sind. Die Detektorfläche beträgt dabei 23 m^2 , wobei die Flächenbelegung zur Mitte des Zentraldetektors hin zunimmt [Hae 96, Ant 97]. Dadurch dient das Top-Cluster zum Nachweis der elektromagnetischen Luftschauerkomponente bei geringen Primärenergien von einigen 10^{13} eV . Zusätzlich füllt es die Lücke der fehlenden Arraydetektoren im Bereich des Zentraldetektors.

3.3.4 Violdrahtproportionalkammern

Unterhalb des Hadronkalorimeters im Keller des Zentraldetektors befinden sich 2 Lagen von je 16 Violdrahtproportionalkammern [Boz 01]. Auf einer Fläche von 129 m^2 werden dabei Myonen oberhalb einer Energie von 2.4 GeV nachgewiesen. Die beiden Lagen haben einen Abstand von 28 cm , womit Ort und Richtung der Myonen mit einer Auflösung von 1.1 cm , bzw. etwa 1° bestimmt werden können. Dazu beträgt der Abstand der Anodendrähte 12 mm bei einem 16 mm hohen Gasraum. Zur eindeutigen Rekonstruktion unterschiedlicher Myonspuren ist jeweils eine Lage aus Kathodenstreifen oberhalb und unterhalb der Anodendrähte um $\pm 34^\circ$ gegen diese verdreht. Die Violdrahtproportionalkammern werden mit einem Gemisch aus Argon und Methan betrieben.

3.3.5 Limited Streamertubes

Zur Verbesserung der Myonspurrekonstruktion wurde unterhalb der Violdrahtproportionalkammern eine zusätzliche Lage aus Limited Streamertubes installiert [Ant 04a], da bei Dichten von mehr als zwei Myonen pro m^2 keine eindeutige Spurrekonstruktion mehr möglich war. Als Zählgas wird CO_2 verwendet. Die Bestimmung des Durchstoßpunkts einer Myonspur entlang der Anodendrähte erfolgt

durch eine Pad-Auslese infolge von Induktion durch die Ladungssignale innerhalb der Streamerröhren.

3.4 KASCADE-Grande

Der Aufbau des KASCADE-Experiments wurde zur Messung des Energiebereichs der kosmischen Strahlung von 10^{14} eV bis 10^{17} eV optimiert, um die Ursache für das Knie im Energiespektrum zu ermitteln. Bisherige Ergebnisse von KASCADE deuten darauf hin, dass das Knies aus einer Überlagerung der Energiespektren für verschiedene Massengruppen zustande kommt [Ulr 04]. Dabei zeigen die einzelnen Spektren ebenfalls ein Abknicken des Flusses, jedoch bei größeren Primärenergien, umso schwerer die Teilchen sind. Ein Abknicken des Eisenflusses wird dabei erst bei ungefähr 10^{17} eV erwartet. Während sich ein mögliches Protonknie bereits bei wenigen PeV abzeichnet, liegt das Eisenknie an der Grenze des von KASCADE messbaren Energiebereichs. Um den Messbereich auf bis zu 10^{18} eV zu vergrößern, wurde ein weiteres Array mit Detektoren des früheren EAS-TOP-Experimentes [Agl 89] auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe errichtet. Dieses Grande-Array [Ber 01, Nav 04] soll neben der Untersuchung des Eisenknies auch die Energielücke zwischen dem KASCADE-Experiment und dem AUGER-Experiment schließen.

Die 37 Detektorstationen des Grande-Arrays sind mit einem mittleren Abstand von ca. 130 m in einem hexagonalen Gitter angeordnet. Es umfasst dabei eine Fläche von etwa 0.5 km^2 . Jede der Detektorstationen besteht aus 16 Plastikszintillatoren mit einer Gesamtfläche von 10 m^2 und dient zur Messung der elektromagnetischen Komponente.

Das Grande-Array deckt durch seine Anordnung einen Primärenergiebereich zwischen 10^{16} eV und 10^{18} eV ab, wobei das restliche KASCADE-Experiment im Nordosten eingebettet ist. Dabei liegen 3 der Grande-Detektorstationen innerhalb des KASCADE-Arrays, wobei sich eine davon direkt über dem Myonspurdetektor befindet. Dadurch ist eine gemeinsame Datennahme und Untersuchung der kosmischen Strahlung mit dem gesamten KASCADE-Grande-Experiment möglich. Es ermöglicht den Nachweis von Myonspuren, die hoch oben in der Atmosphäre erzeugt wurden und am Erdboden aufgrund des langen Hebelarms weit entfernt vom Schauerzentrum liegen. Durch den vergrößerten Abstandsbereich lässt sich das longitudinale Schauerprofil der Myonen präziser ermitteln.

3.4.1 Piccolo

Piccolo besteht aus 8 Detektorstationen, die auf einer Kreisfläche mit einem Durchmesser von 60 m liegen. Jede Detektorstation besteht aus 12 Plastikszintillatoren, was zu einer Nachweisfläche von 86.4 m^2 führt. Hauptaufgabe von Piccolo ist die Erzeugung eines Triggers für das ursprüngliche KASCADE-Experiment bei

Ereignissen im Grande-Array, die weit entfernt von den KASCADE-Detektoren erzeugt werden und dort infolge der nur noch geringen Teilchendichten kein eigenständiges Triggersignal erzeugen würden. Außerdem sind die Verzögerungszeiten bei schrägen Schauern zum Teil zu lang, um einen Grande-Trigger für KASCADE zu liefern. Deshalb befindet sich das kleine Trigger-Array von Piccolo in der Nähe des Zentrums des Grande-Arrays zu KASCADE hin verschoben, um einen schnellen Trigger für KASCADE und Grande zu liefern.

Kapitel 4

Der Myonspurdetektor

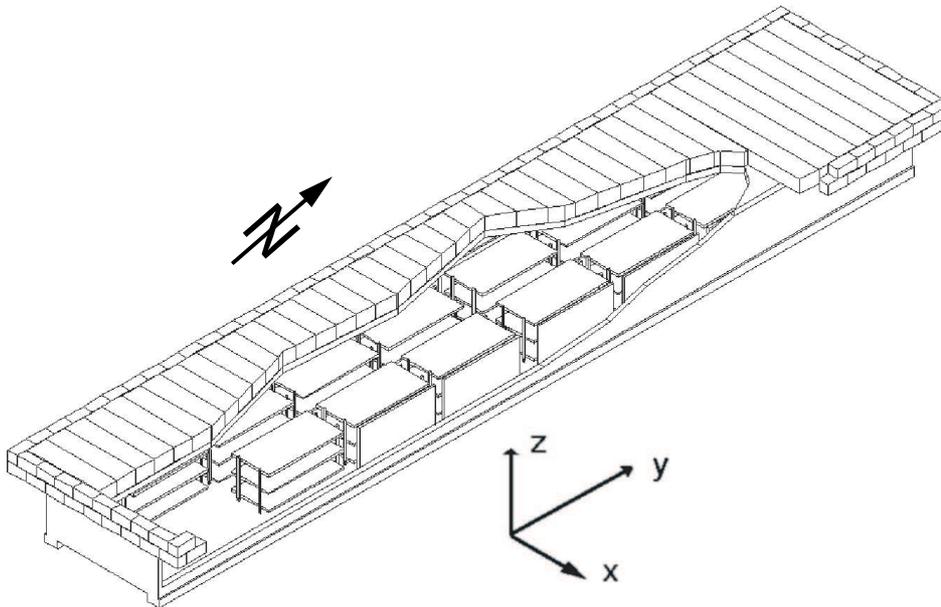


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Myonspurdetektors mit seinen 16 Detektortürmen. Die Türme bestehen aus 3 horizontalen Modulen und einem zusätzlichen Wandmodul für schräg einfallende Myonen. Die Nordrichtung ist um 14.9° nach Osten verdreht.

Aufgabe des Myonspurdetektors (MTD) von KASCADE [Ata 00, Dol 02] ist zum einen die Bestimmung der Lateralverteilung von Myonen eines Teilchenschauers ([Büt 04]) und zum anderen die Richtungsbestimmung der Myonen. Die Richtungsinformation dient in Verbindung mit der Schauerrichtung des Arrays zur Untersuchung von Radialwinkeln (siehe Kapitel 7) bzw. Myonproduktionshöhen (siehe Kapitel 8). Zur Abschwächung der elektromagnetischen Komponente befindet sich der Myonspurdetektor in einem Tunnel unter ca. 52 cm Erde und

einer 30 cm dicken Stahlbetondecke, sowie in der südlichen Hälfte unter 5 und in der nördlichen Hälfte unter 6 jeweils 3 cm dicken Eisenplatten. Zwischen den Eisenplatten befinden sich jeweils Sandschichten von 5 cm Dicke. Die gesamte Abschirmung stellt ein effektives Filter für Myonen dar und entspricht 18 Strahlungslängen, bzw. einer Energieschwelle für Myonen von 800 MeV.

Abbildung 4.1 skizziert den Aufbau des MTD, der aus 16 Detektortürmen besteht, die jeweils paarweise in 2 Reihen angeordnet sind. Zur Wartung der Elektronik, des Detektors und der Gasverbindungen sind die Türme durch einen Mittelgang zugänglich. Im folgenden Kapitel wird der Aufbau, die Funktions- und die Betriebsweise des Myonspurdetektors näher beschrieben.

4.1 Aufbau der Türme

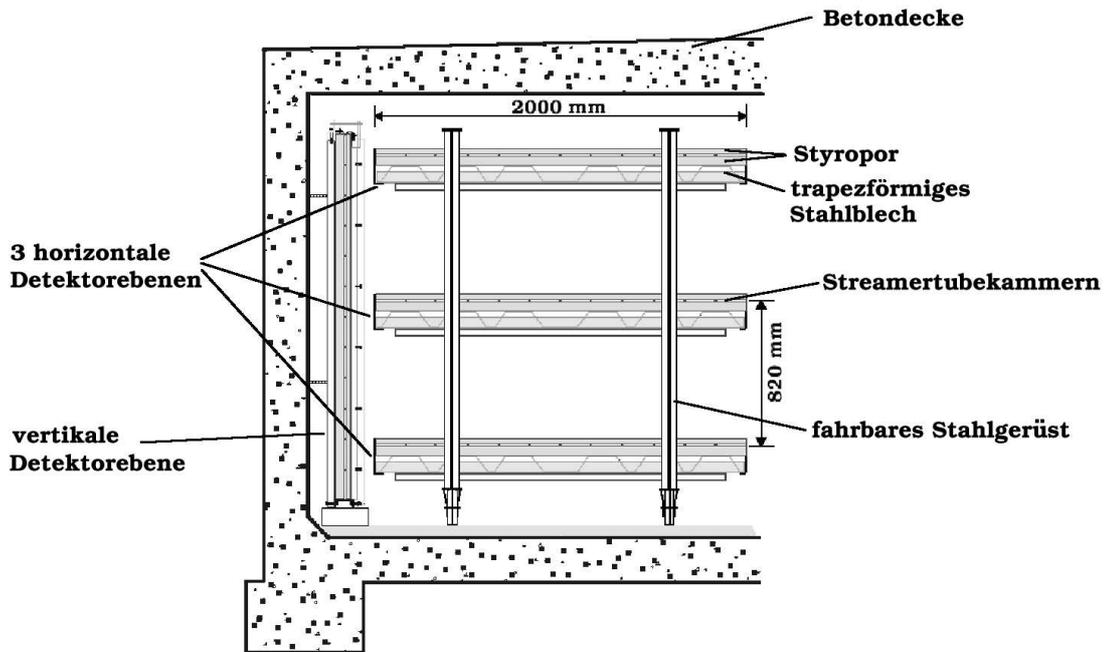


Abbildung 4.2: Frontansicht eines Detektorturms mit drei horizontalen Detektorebenen und einer vertikalen Detektorebene an der Tunnelwand.

Der Querschnitt eines Detektorturms in Abbildung 4.2 verdeutlicht den Aufbau aus einer vertikalen und drei horizontalen Detektorebenen in einem Abstand von 82 cm und jeweils einer Fläche von $2 \times 4 \text{ m}^2$. Anhand des teleskopartigen Aufbaus des Detektors lässt sich die Spur der Myonen rekonstruieren. Während die senkrechten Detektorebenen fest an der Tunnelwand installiert sind, sind die horizontalen Ebenen auf einem fahrbaren Stahlgerüst montiert. Jedoch wurden

diese Gestelle nach ihrer vollständigen Montage und anschließendem Funktionstest ebenfalls fest justiert und ihre Position auf etwa 1 mm genau vermessen. Die vertikalen Ebenen dienen zum Nachweis von sehr schräg einfallenden Myonen, jedoch wurden sie im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt, da Maßnahmen zur Verbesserung der Detektorauflösung lediglich für die 3 horizontalen Ebenen durchgeführt wurden (siehe Kapitel 5.2). Zur mechanischen Steifigkeit der Detektortürme gegen Verkippungen und Verdrehungen sind mehrere Verstrebungen eingebaut und die Detektoren auf trapezförmigen, verzinkten Stahlblechen angeordnet. Als ebene Unterlage für die als Detektoren verwendeten Streamertubekammern dient eine 5 cm starke Lage aus Hartstyropor, welche gleichzeitig die Kapazität zwischen dem Turmgerüst und den Detektoren herabsetzt. Als obere Abschirmung dient eine weitere 2.5 cm starke Styroporlage und eine dünne Aluminiumfolie. Zur Vermeidung von elektrischen Aufladungen der Detektortürme und Schwankungen der Schwellenwerte für die Signalauslese wurde für eine bestmögliche Masseversorgung aller Detektortürme und -ebenen gesorgt.

Jede der Detektorebenen besteht aus 12 nebeneinander angeordneten 4 m langen Streamertubekammern, deren Drahtpositionen den Ort eines Myondurchgangs in der x -Koordinate bestimmen. Zur Bestimmung der y -Koordinate dient eine dünne Polyesterfolie direkt oberhalb der Streamertubekammern, auf der 1.8 cm breite Influenzstreifen aus Aluminium mit einem Pitch von 2 cm aufgedampft sind. Während diese senkrecht zu den Drähten der Streamertubes angeordnet sind, sind unterhalb der Streamertubekammern die Influenzstreifen einer weiteren Lage um einen Winkel von 60° gegen diese verdreht. Aufgabe dieser zusätzlichen Lage ist die Auflösung von Mehrdeutigkeiten, wenn mehrere Teilchen gleichzeitig eine Detektorebene durchqueren.

4.2 Aufbau der Streamertubekammern

Die verwendeten Streamertube-Detektoren ermöglichen keine Ermittlung des Energieverlusts eines durchlaufenden Teilchens, da sein primärer Energieverlust im Detektorgas überproportional verstärkt wird. Dafür erhält man jedoch hohe Signalamplituden von bis zu mehreren 10 mV , was den Aufwand an Ausleseelektronik gering hält [Zab 02]. Zusätzlich bieten sie eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen und sind kostengünstig herzustellen.

In einer 400 cm langen und 16.67 cm breiten Kammer befinden sich 16 quadratische Streamerröhren (Streamertubes, Innenquerschnitt von $0.9 \times 0.9\text{ cm}^2$), die in zwei nebeneinander liegenden Kammprofilen angeordnet sind (siehe Abbildung 4.3). Durch die zusätzliche Wandstärke dieser Profile beträgt der Abstand der Anodendrähte im Zentrum der Streamertubes 1 cm . Der Flächenwiderstand von $10^5\ \Omega/\text{cm}^2$ des homogen leitfähigen PVC-Profiles und von $10^{11}\ \Omega/\text{cm}^2$ des hochohmigen Phenolpapiers, welches das oben offene Kammprofil abdeckt, sorgt für eine symmetrische Feldverteilung um den Anodendraht und verhindert eine

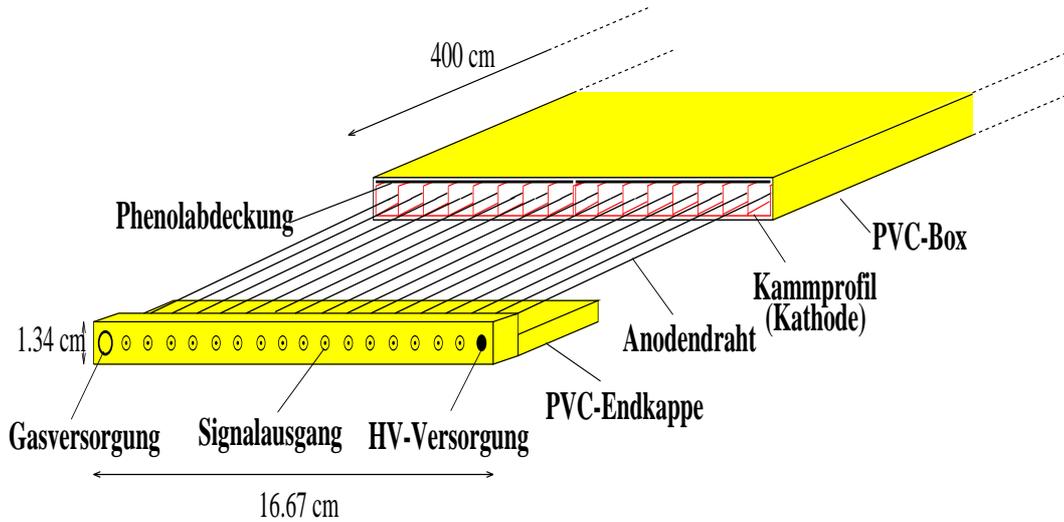


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau einer Streamertubekammer.

Aufladung des PVC-Gehäuses. Der Vorteil gegenüber Metallprofilen liegt in der Verringerung von Nachentladungen infolge des Photoeffekts, bzw. gegenüber graphitbeschichteten Profilen bei weniger Dauerentladungen, vor allem wenn sich die Beschichtung zu lösen beginnt. Zur weiteren Vermeidung von Dauerentladungen sind die $100\ \mu\text{m}$ dicken Anodendrähte aus einer Kupfer-Beryllium Legierung ca. $0.3\ \mu\text{m}$ dick mit einer Silberschicht bedampft, um eine möglichst glatte Oberfläche zu erhalten. Gegen Temperatur- und Druckschwankungen wurden die Drähte beim Einlöten mit $3\ \text{N}$ vorgespannt und zudem sind sie alle $50\ \text{cm}$ mit einem Steg gegen ein Durchhängen zentriert. Das PVC-Gehäuse mit den beiden Kammprofilen ist an den Stirnseiten mit Endkappen gasdicht verklebt, welche die Hochspannungs- und Gasversorgung, sowie eine Auskopplung der Anodensignale ermöglichen.

4.3 Funktionsweise der Streamertubes

Gasdetektoren, wie die beim Myonspurdetektor verwendeten Streamertube-Detektoren, weisen geladene Teilchen über Ionisation im Detektorgas und anschließende Gasverstärkung nach. Die Streamertubes zeichnen sich durch eine sehr hohe Gasverstärkung aus. Beim Durchgang eines Myons durch den Innenraum einer Streamertube finden bei der verwendeten Gasmischung aus 28 % Isobutan, 60 % Kohlendioxid und 10 % Argon, sowie 2 % Ethanol im Mittel ca. 70 Primärionisationen statt. Durch das Anlegen von $-4.7\ \text{kV}$ an das Kathodenprofil driften die erzeugten Elektronen mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit von ca. $5\ \text{cm}/\mu\text{s}$ zum Anodendraht. Die Ionen driften wegen ihrer höheren Masse etwa um den Faktor 1000 mal langsamer zur Kathode. Die Elektronen werden dabei durch

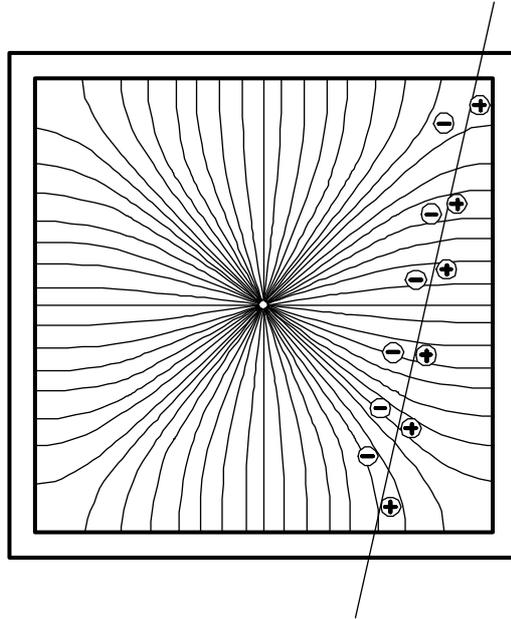


Abbildung 4.4: Symmetrischer Feldverlauf innerhalb einer Streamertube. Die Feldstärke ist an der Kathode und speziell in den Ecken relativ gering und wird zum Anodendraht hin ungefähr 10^5 mal größer.

das elektrische Feld weiter beschleunigt, bis ihr Energiegewinn zwischen 2 Stößen mit Gasmolekülen ausreicht, um dabei erneute Ionisationen auszulösen. Ab einem Abstand von ungefähr 1 mm vom Anodendraht beträgt die Feldstärke ca. 10 kV/cm , sodass eine Lawinenbildung einsetzt. Der symmetrische Feldverlauf in Abbildung 4.4 wurde durch aufwendige Untersuchungen der Abdeckung des Kathodenprofils erreicht [Pen 97]. Der symmetrische Feldverlauf ist sehr wichtig für die bereits laufenden Driftzeitmessungen in den Detektortürmen 13 – 15 in Verbindung mit der an dieser Stelle über dem Myonspurdetektor befindlichen Grande-Station. Die Gasverstärkung A hängt im wesentlichen von der Hochspannung, sowie der verwendeten Gasmischung und dem entsprechenden Gasdruck ab. Diese Parameter bestimmen die mittlere freie Weglänge λ der Elektronen zwischen zwei Stößen. Die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Hochspannung U lässt sich nach [Kle 92] näherungsweise durch die Gleichung

$$A \propto e^{k\sqrt{U}(\sqrt{U/U_s}-1)} \quad (4.1)$$

beschreiben. k ist eine Detektorkonstante und beschreibt z.B. die Detektorgeometrie und die Dielektrizitätskonstante der verwendeten Gase. U_s ist die Schwellenspannung, ab der die Gasverstärkung einsetzt.

Gasmoleküle werden jedoch durch die Elektronen nicht nur ionisiert, sondern zum Teil auch nur angeregt, wodurch beim Rückfall der angeregten Elektronen

in den Grundzustand UV-Photonen abgestrahlt werden. Diese Photonen können über den Photoeffekt neue Elektronen freisetzen. Dadurch entstehen neben den $n_0 A$ Sekundärelektronen (n_0 ist die Zahl der gebildeten Elektron-Ion-Paare) noch $n_0 A^2 \gamma$ weitere Elektronen, wenn γ die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Photoelektrons ist. Dies setzt sich immer weiter in einer geometrischen Reihe fort und die gesamte Gasverstärkung lässt sich durch

$$A_{Ges} = \frac{A}{1 - A\gamma} \quad (4.2)$$

ausdrücken. Mit steigender Betriebsspannung gewinnt der Anteil an UV-Photonen zunehmend an Bedeutung. Bei $A\gamma \rightarrow 1$ spricht man vom Geiger-Müller-, bzw. Streamerbereich. Dadurch, dass man sich im Sättigungsbereich befindet, wird das Detektorsignal recht groß, unabhängig von der Anzahl an primär erzeugten Elektronen, bzw. der ursprünglich im Detektor deponierten Energie. Jedoch ist die Größe der Signalamplitude statistischen Schwankungen unterworfen.

Bei den verwendeten Detektoren spricht man vom Bereich des selbstlöschenden Streamermodes [Sau 77]. Die Lawinenbildung ist dabei so groß, dass die voneinander wegdriftenden Elektron-Ion-Paare ein elektrisches Feld in der Größe des äußeren Feldes erzeugen. Innerhalb der Ladungslawine wird dadurch das Feld soweit herabgesetzt, dass die Elektronen wieder mit den positiv geladenen Atomrümpfen unter Freisetzung eines Photons rekombinieren können:



In einem Geiger-Müller-Zähler breitet sich dagegen eine Ladungslawine im gesamten Detektorraum aus. Durch die Verwendung von sogenannten Quenchgasen grenzt man die Ausbreitung der Photonen auf die unmittelbare Umgebung der ursprünglichen Ladungslawine ein. Bei Quenchgasen handelt es sich um mehratomige Gase, z.B. Kohlendioxid oder Isobutan, welche Photonen absorbieren und deren Energie durch Rotations- und Vibrationsübergänge wieder abgeben. Die mittlere freie Weglänge der Photonen verringert sich dadurch auf einige $100 \mu m$. Durch die geringe Ausdehnung des Streamerpulses bleibt eine Streamertube trotz langer Totzeit an dieser Stelle infolge der langsam driftenden Ionen im restlichen Bereich entlang des Anodendrahtes für weitere Entladungen empfindlich. Eine zu große Ausdehnung einer Entladung in Drahrichtung würde zudem die Rekonstruktion eines Myondurchgangs erschweren, da die Ortsbestimmung mit Hilfe der Influenzstreifen fehlerbehaftet wäre.

Abbildung 4.5 zeigt die Entwicklung eines Streamerpulses. Bei der Entstehung einer Ladungslawine wird eine größere Anzahl an Photonen erzeugt (a). Diese setzen infolge der kurzen mittleren freien Weglänge lediglich in der Nähe der primären Ladungslawine neue Elektron-Ion-Paare frei (b):



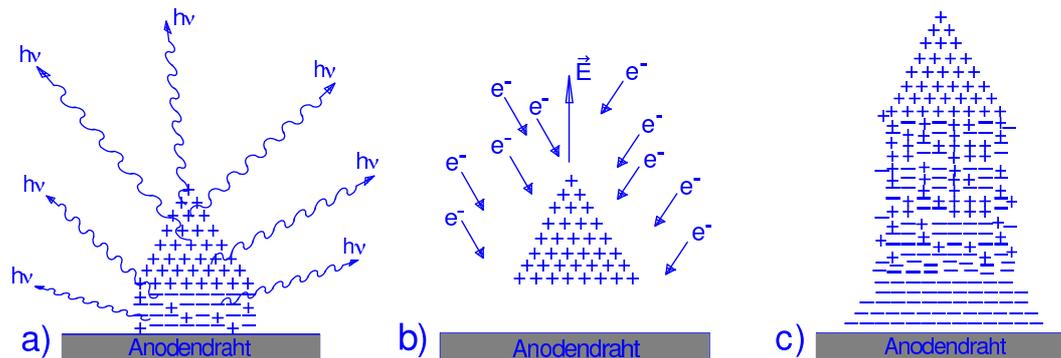


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung einer Streamerentwicklung [Sau 77].

Dadurch wächst der Streamer senkrecht zum Draht in Richtung Kathode. Die Ausdehnung in Drahtrichtung ist dabei eher gering, da im abgeschwächten Feld zwischen der Anode und den positiv geladenen Ionen keine weiteren Ionisationen erfolgen.

Dauerentladungen werden hauptsächlich durch Photoeffekt ausgelöst, welcher von der Gasmischung sowie von Material- und Oberflächenbeschaffenheit der Kathode und des Drahtes abhängt. Durch Verunreinigungen im Gas können zusätzliche Dauerentladungen entstehen. Abgesehen davon, dass solche Verunreinigungen von außen in den Detektor gelangen können, ist es auch möglich, dass diese im Detektor selbst erzeugt werden. Insgesamt werden bei der Gasverstärkung wesentlich mehr Molekülbindungen aufgebrochen, als Moleküle ionisiert werden [Vav 86]. Durch die hohe Konzentration an sehr reaktiven freien Radikalen können durch Polymerisation langkettige Kohlenwasserstoffverbindungen gebildet werden, die Verklumpungen am Anodendraht bilden und damit Dauerentladungen auslösen.

4.4 Die Gasversorgung der Streamertubes

Das gesamte Gasvolumen der Streamertube-Detektoren beträgt ca. 4100 l und es wird eine Gasmischung aus Isobutan, Kohlendioxid und Argon verwendet (siehe Kapitel 4.3). Geringe Spuren von Alkohol dienen zur Neutralisation von freien Radikalen des Isobutans, die bei der Streamerentladung entstehen und sich sonst in den Streamertubes anlagern würden. Die Druckflaschen zur Gasversorgung befinden sich aus sicherheitstechnischen Gründen in einem Container neben dem Tunnel des Myonspurdetektors. Über Reduktionsventile erfolgt die Gasversorgung durch Kupferrohre in den Tunnel. Durch die Verwendung von gekoppelten Massendurchflussreglern kann die Gaszusammensetzung im nachfolgenden Gemischer bis auf 0.1% genau stabil gehalten werden. Anschließend erfolgt eine parallele Versorgung der 16 Detektortürme, wobei die jeweilige durchflossene Gasmenge individuell über Nadelventile gesteuert werden kann. Der Gasfluss inner-

halb eines Detektorturms erfolgt nacheinander durch die einzelnen Streamertubes der oberen, dann der mittleren, unteren und vertikalen Ebene. Der Gasabfluss, erneut im Container, erfolgt gegen den Flüssigkeitsdruck eines Parafinölbads, was im Detektor einen Überdruck von 5 mbar garantiert [Lat 96]. Durch den geringen Gasfluss von 0.5 l/h beträgt die Durchflusszeit der Gasmischung durch einen Detektorturm im Mittel ungefähr 20 Tage.

4.5 Ausleseelektronik und Datenverarbeitung

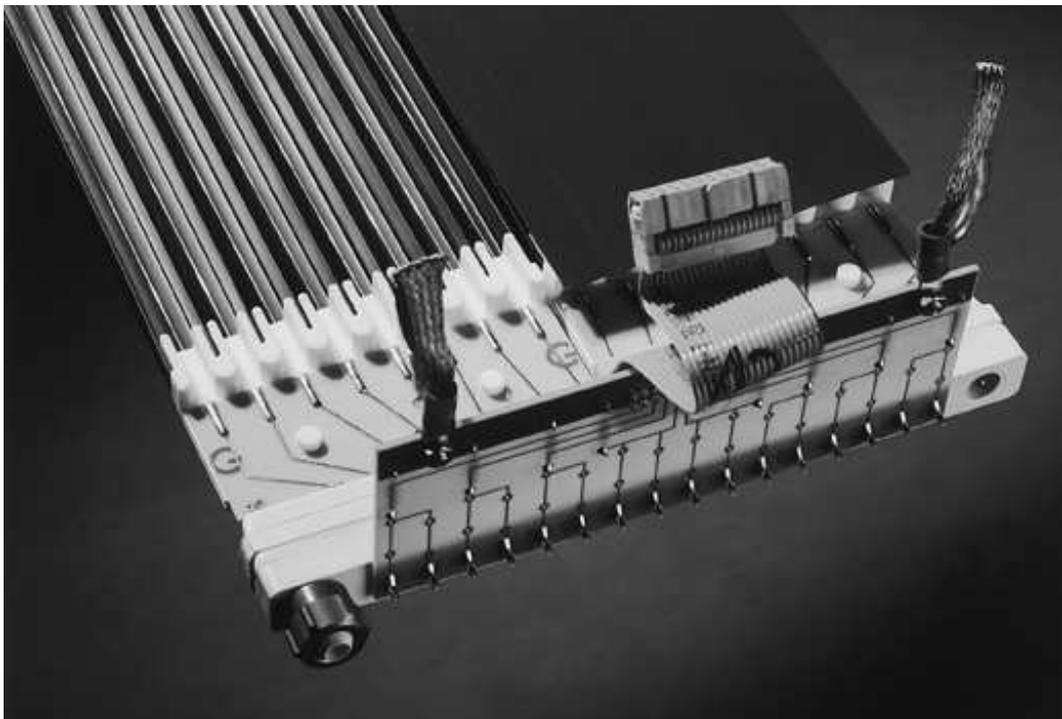


Abbildung 4.6: Bild einer Streamertubekammer mit Adapterplatine, auf der die Signale aus 2 Streamertubes vereinigt werden. Die Anordnung der Leiterbahnen erlaubt eine Modifikation der Drahtauslese.

Zur vereinfachten Detektorauslese ist die negative Hochspannung der Streamertube-Detektoren auf das Kathodenprofil gelegt. Dadurch können die Drahtsignale hochspannungsfrei ohne aufwendige Auskoppellelektronik ausgelesen werden. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass keine Bauteile, die unter Hochspannung stehen, frei zugänglich sind. Bei der verwendeten Gasmischung erreicht man Gasverstärkungen in den Streamertubes von $A = 10^7$ und Signalamplituden von ca. 40 mV . Die Signale der Streifen sind infolge der Influenz von umgekehrter Polarität und betragen etwa ein Fünftel der Drahtamplituden. Zur Reduzierung der Kanalzahl und damit des Ausleseaufwands werden jeweils die Signale zwei-

er Streamertubedrähte und zweier diagonalen Influenzstreifen zusammengefasst. Abbildung 4.6 verdeutlicht die Zusammenfassung der 16 Streamertubes auf einer Adapterplatine zu insgesamt 8 Drahtpaaren. Auf der Rückseite der Adapterplatine befinden sich $1\text{ k}\Omega$ Widerstände als Masseabschluss der Drähte. Die beiden Bänder zur Masseanbindung an die Abschirmbleche befinden sich an den Ecken der Platine. Wie bereits erwähnt ist die homogene Erdung des gesamten Versuchsaufbaus von besonderer Wichtigkeit, um eine fehlerhafte Datennahme zu verhindern. Auf den Leiterbahnen sind deutlich die Anschlüsse zu erkennen, die eine Modifikation der Streamertubeauslese ermöglichen, um eine Trennung der Drahtpaarsignale zu erhalten.

Das Signal für jeden Auslesekanal, ob Anodendraht oder Influenzstreifen, wird über einen Komparator digitalisiert. Dies geschieht in speziell entwickelten Boards mit 32 Eingängen [Dol 02, Zab 02]. Somit werden die 12 Streamertubekammern einer Ebene über drei sogenannte *Wire-Boards* und die 192 senkrechten und 96 diagonale Influenzstreifen über sechs, bzw. drei *Strip-Boards* ausgelesen. Zusätzlich wird auf den Wire-Boards noch ein ANOR und DIGOR Signal generiert. Beim ANOR handelt es sich um eine Zusammenführung der 32 analogen Drahtpaarsignale, während das DIGOR erzeugt wird, wenn mindestens ein Drahtpaar die Schwellenspannung überschreitet. Das DIGOR Signal wird zum Laden von Ausleseregistern und zur Bildung eines internen Triggers verwendet. Die Information des ANOR-Signals über die Signalgröße in den Streamertubes wird in einem ADC ausgelesen und kann zur Unterscheidung der Drahtpaarsignale verwendet werden. Siehe hierzu Kapitel 5.2.

Die Datenauslese des Myonspurdetektors wird durch einen Triggerimpuls z. B. des Arrays oder der Triggerebene gestartet. Gleichzeitig wird bei einem Schauerereignis eine Zeitmarke erzeugt, wodurch ein gemeinsames Event mit den restlichen KASCADE Komponenten rekonstruiert werden kann. Parallel dazu ist eine separate Datennahme mit einem internen Trigger möglich. Dieser erfolgt aus einer unteretzten Rate aus den Koinzidenzen aller Streamertubes in den oberen Ebenen mit denen der unteren Ebenen. Intern getriggerte Messungen können zur Untersuchung von Detektoreigenschaften oder Myonraten verwendet werden.

Bei jedem Triggersignal werden jeweils 2 Module eines MTD-Turmes (obere + vertikale, sowie mittlere + untere Ebene) durch 24 m lange Ketten seriell durch ein sogenanntes Splitterboard ausgelesen. Mittels eines Crates, welches 4 Einschübe solcher Splitterboards besitzt, werden jeweils 2 Detektortürme ausgelesen. Ausgelesen werden die Daten letztendlich durch einen STAS¹-Controller. Dieser Controller gibt die Angaben der einzelnen Clusterbreiten und Clusterenden auf den Drähten und Streifen an das Datenerfassungsprogramm weiter. Die Clusterbreite gibt die Zahl der Draht- bzw. Streifen-Kanäle an, die nebeneinander ausgelöst wurden und das Clusterende die Nummer des letzten angesprochenen Kanals.

¹Streamer Tube Acquisition System

4.6 Rekonstruktion von Myonspuren

Die Rekonstruktion von Myonspuren erfolgt innerhalb von KRETA in 3 verschiedenen Schritten mit aufeinander aufbauenden Parametern. Im ersten Schritt wird aus den Rohdaten ermittelt, welche Anodendrähte, senkrechte und diagonale Influenzstreifen ihren Schwellenwert überschritten haben. Man spricht dabei von Digits, bzw. Clustern bei mehreren nebeneinanderliegenden Digits.

Im nächsten Schritt werden aus diesen Digits sogenannte Hits erzeugt. Ein Hit kennzeichnet den Durchstoßpunkt eines Teilchens durch eine Modulebene. Dieser Punkt definiert sich aus dem Schnittpunkt aus Anodendrähten und senkrechten Influenzstreifen. Sind mehrere Cluster in einer Ebene vorhanden, so werden zur eindeutigen Zuordnung zusätzlich die Informationen aus den diagonalen Influenzstreifen hinzugezogen. Als Hitkoordinate in x - und y -Richtung wird die jeweilige Mitte der auftretenden Cluster verwendet. Wenn bei großen Teilchendichten manche Cluster miteinander verschmelzen, werden möglicherweise nicht alle $x - y$ -Werte einander zugeordnet.

Zum Schluss werden aus den Hits in den verschiedenen Detektorebenen Spuren rekonstruiert. Zuerst sucht man dabei nach 3-Hit-Spuren und danach aus den nicht zugeordneten Hits nach 2-Hit-Spuren. 3-Hit-Spuren zeichnen sich durch Hits in 3 verschiedenen Detektorebenen aus, während bei 2-Hit-Spuren, infolge der Effizienz oder der Geometrie der Detektorebenen, nur in 2 Ebenen ein vollständiger Hit rekonstruiert werden konnte. Zur genauen Ermittlung der Ortskoordinaten und der Richtung einer Myonspur wird eine Gerade durch die zuvor bestimmten Durchstoßpunkte gelegt. Für die Anpassung der Geraden wird ein χ^2 -artiger Qualitätsparameter Q^2 minimiert:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{D^2(\text{Hit}_i)}{A_i}. \quad (4.5)$$

$D(\text{Hit}_i)$ ist der Abstand zwischen dem Hit i (Clustermitte) und der rekonstruierten Schauerkoordinate und A_i die Fläche der Hits aus Clusterbreite der Drähte \times Clusterbreite der Streifen. Der Unterschied zu einem normalen χ^2 liegt in der Verwendung der Fläche der Hits als Gewichtungsfaktor.

Bei der Untersuchung von hohen Teilchendichten in der Umgebung des Schauersentrums oder bei ansteigender Schauergröße zeichnet sich eine Begrenztheit dieses Algorithmus zur Spurfindung ab. Dies lässt sich durch die Verschmelzung von mehreren Teilchendurchgängen in einer Detektorebene zu gemeinsamen Clustern erklären. Derzeit wird eine Verbesserung des Algorithmus untersucht, der eine Aufteilung der Cluster zu verschiedenen Myonspuren ermöglicht [Dau 04].

4.7 Stabilität des Myonspurdetektors

Der Betrieb des Myonspurdetektors kann mit Hilfe seiner Moduleffizienz überwacht werden. Diese ermöglicht eine tägliche Beobachtung des Betriebszustandes des Myonspurdetektors und zeigt Probleme in der Hochspannungsversorgung der Detektormodule oder Unregelmäßigkeiten in der Gasversorgung an. Dazu werden über Nacht die aktuellen Messdaten prozessiert und anschließend nach Anzahl an 2-Hit (NTR2) und 3-Hit (NTR3) Spuren analysiert. Unter der Annahme nahezu gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ in jedem der 3 Module eines Detektorturms gilt $NTR3 \sim \epsilon^3$ und $NTR2 \sim \epsilon^2(1-\epsilon)$, woraus sich die Effizienz anhand folgender Formel berechnen lässt [Gni 03]:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 3\frac{NTR2}{NTR3}}. \quad (4.6)$$

Bei 2-Hit Spuren wurde in einer der 3 Modulebenen kein Teilchenhit rekonstruiert, obwohl die Myonspur entsprechend dem Nachweis in den anderen beiden Modulebenen durch diese hindurchgegangen sein muss. Zum einen kann dies dadurch geschehen, dass in diesem Modul die Ionisation in der entsprechenden Streamertubezelle zu gering war und die folgende Gasentladung nicht ausreichte, um die Schwellenspannung in der Ausleselektronik zu übersteigen. Wahrscheinlicher ist jedoch, dass das Myon durch den nicht sensitiven Bereich zwischen 2 Streamertubezellen verlaufen ist und somit im Gasraum keine Ionisation erfolgen konnte. Die Wandstärke zwischen zwei Streamertubezellen beträgt 1 mm . Zwischen den beiden Kammprofilen einer Streamertubekammer beträgt der tote Bereich jedoch 2.7 mm und zwischen zwei Streamertubekammern 4 mm . Die Variation der Effizienzen aller 3 Modulebenen der Detektortürme 1-8 ist für das Jahr 2003 in Abbildung 4.7 und für die Detektortürme 9-16 in Abbildung 4.8 gezeigt. Die Variation der Effizienzen im Tagesmittel für den Zeitraum der untersuchten Daten im Jahr 2004 befindet sich im Anhang in den Abbildungen A.3 und A.4. Die Angabe des Tages erfolgt als MJD (**M**odified **J**ulian **D**ate) [www2].

Die Effizienzen sind innerhalb von 3 % konstant, wobei in den wärmeren Jahreszeiten eine etwas höhere Effizienz zu erkennen ist. Dies liegt an der Variation der Gastemperatur im Detektor entsprechend der Tunneltemperatur, welche kaum den Tagesschwankungen unterworfen ist und extrem langsam der mittleren Außentemperatur folgt. Zum Vergleich dienen die Abbildung A.1 und A.2 im Anhang, welche die Tagesmittelwerte für Außentemperatur (2 m über dem Boden) und -druck p (200 m über dem Boden) zeigen. Die Variation mit dem Gasdruck im Detektor entsprechend dem Außendruck ist in dieser Darstellung im Bereich der kühleren Jahreszeiten mit größeren Druckschwankungen zu erkennen. Manche Module zeigen gelegentliche Einbrüche mit einer geringeren Effizienz. Dies ist eine Folge von dauerhaften Gasentladungen in manchen Streamertubezellen. Solche tageszeitlichen Unterbrechungen führen dazu, dass in diesem Modul nicht über den gesamten Tag Myondurchgänge registriert werden. Starke Einbrüche

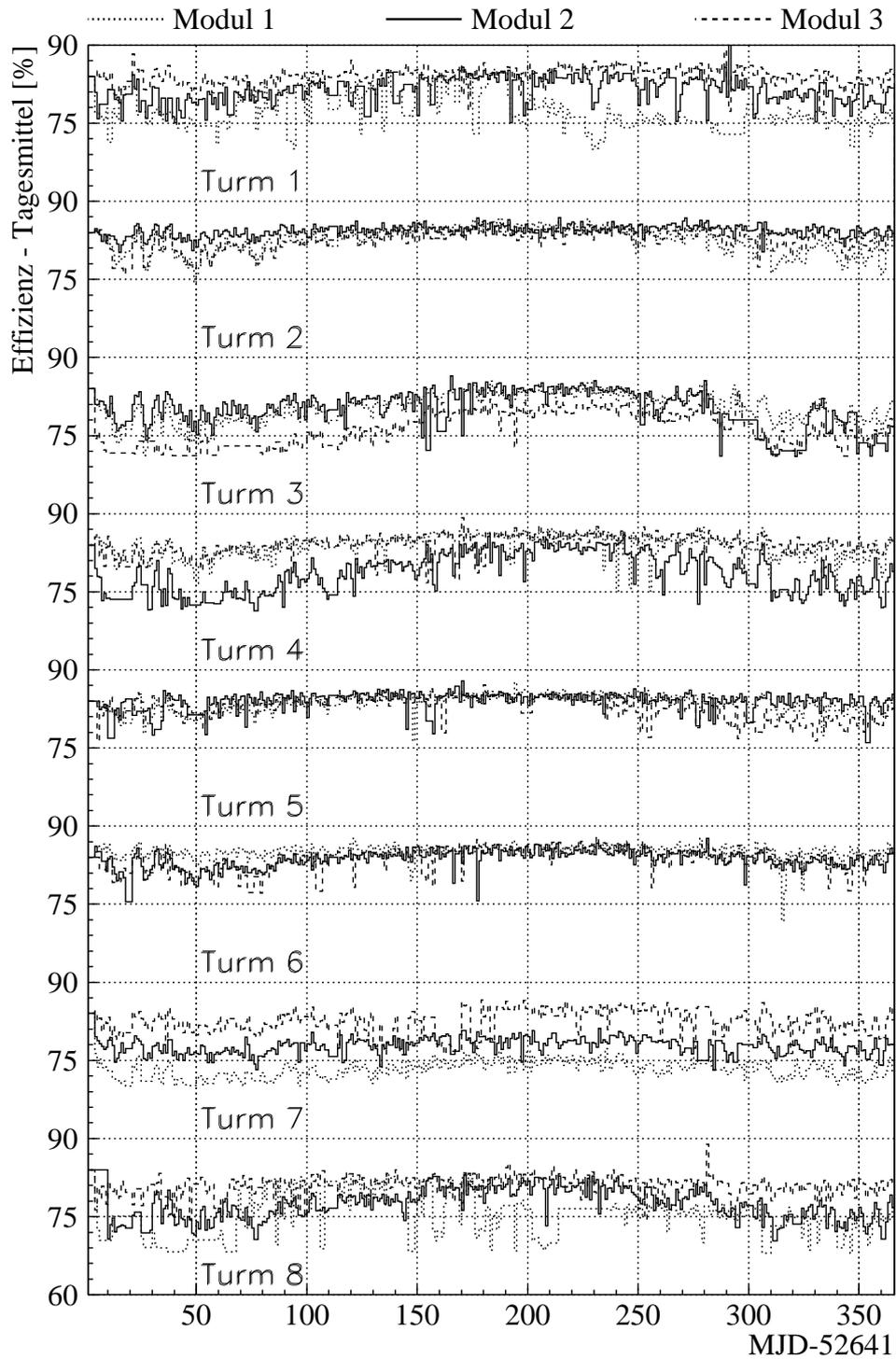


Abbildung 4.7: Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonspuren für die 3 Module der Türme 1-8 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2003.

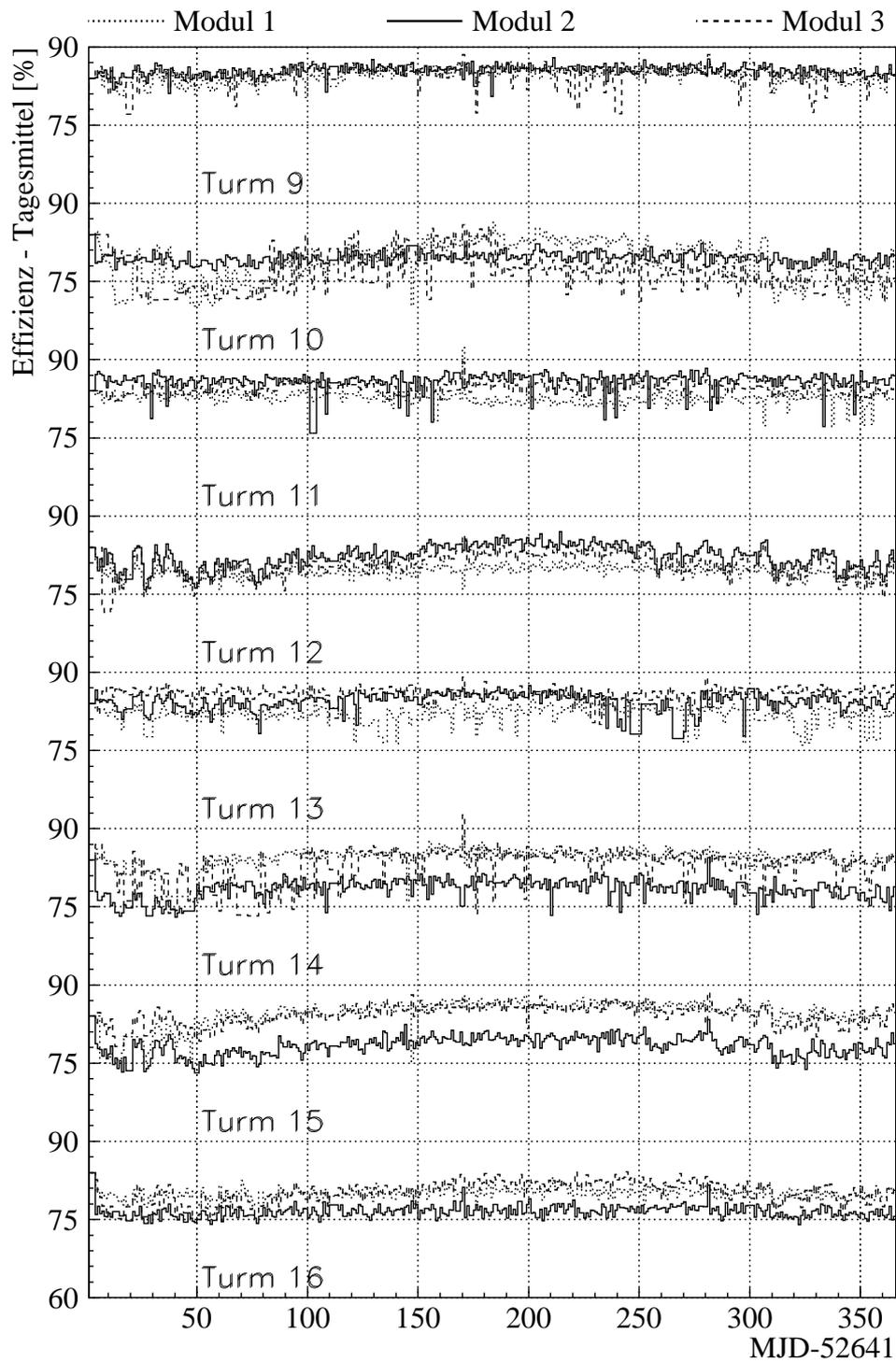


Abbildung 4.8: Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonspuren für die 3 Module der Türme 9-16 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2003.

eines Moduls über einen längeren Zeitraum oder Tage, an denen keine Messung mit dem Myonspurdetektor erfolgte, wurden zur übersichtlicheren Darstellung korrigiert. Während solcher Gasentladungen beobachtet man einen Stromanstieg in der Hochspannungsversorgung für das entsprechende Modul, das aus 196 Anodendrähten besteht. Dieser kann so groß sein, dass die Hochspannung in diesem Modul gesenkt wird, um Schäden zu vermeiden. Eine Folge davon ist eine zeitweise geringere Gasverstärkung und somit auch niedrigere ADC-Werte. Dies führt jedoch zu Schwierigkeiten im Hinblick auf die Trennung der Drahtpaare im Rahmen der Verbesserung der Detektorauflösung, da in diesem Fall eine fehlerhafte Zuordnung in die einzelnen Drahtzellen erfolgt. Mittels der Effizienz-Daten können solche Ereignisse berücksichtigt und verworfen werden.

Unterschiede in den Nachweiswahrscheinlichkeiten für die 3 Detektorebenen eines Turms sind auf unterschiedliche Elektronikschwellen in der Draht- bzw. Streifenauslese zurückzuführen. Die gleichen Unterschiede werden für die Mittelwerte der Clusterbreiten beobachtet. Der zuvor angesprochene tote Bereich zwischen den einzelnen Streamertubes einer Detektorebene begrenzt die Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Querschnittsfläche, in der für senkrecht einfallende Myonen kein Teilchendurchgang registriert werden kann, summiert sich auf einen Anteil von ca. 14% der gesamten Modulfläche und begrenzt die Effizienz des Myonspurdetektors. Für schräg einfallende Myonen ist der Nachweis in einer Detektorebene wahrscheinlicher als für senkrecht einfallende.

Das Fehlen von Myonspuren aus einzelnen Türmen kann in bestimmten Analysen zu systematischen Unsicherheiten führen, da die Türme unterschiedlich weit vom Zentrum des Arrays und daher im Mittel auch die Myonspuren unterschiedlich weit vom Zentrum eines Teilchenschauers entfernt sind. Allerdings ist die Effizienz des Myonspurdetektors für alle Türme recht ähnlich. Das gewährleistet, dass die in den weiteren Untersuchungen verwendeten Myonspuren gleichmäßig aus allen Detektortürmen stammen.

Kapitel 5

Winkelauflösung des Myonspurdetektors

Die Höhe, in der die Myonen eines Teilchenschauers erzeugt wurden, kann über Triangulation der Myonspuren, entsprechend ihrem Abstand zur Schauerachse berechnet werden. Dazu ist es notwendig die Richtungen von Schauerachse und Myonspur möglichst genau bestimmen zu können. Die Myonen werden dabei in der Atmosphäre und im Absorber des Detektors gestreut [Amb 97], bzw. durch das geomagnetische Feld der Erde aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt [Tok 01]. Zusätzlich wird die Winkelbestimmung von Myonen in Luftschauern durch die Auflösung des Detektors begrenzt. Von Bedeutung ist hierbei vor allem die Ausrichtung des Spurdetektors zum Detektorarray, welches Schauerachse und Richtung der Schauerachse bestimmt. Für den Myonspurdetektor wurden hierzu bereits umfangreiche Studien durchgeführt [Mar 99]. Der Winkel einer Myonspur in Bezug zur Schauerachse lässt sich am besten durch den Radial- und Tangentialwinkel ausdrücken. Der Radialwinkel repräsentiert die longitudinale Schauerentwicklung, während der Tangentialwinkel als gemeinsame Winkelauflösung des Luftschauerarrays und Spurdetektors, sowie zur Bestimmung der Auflösung des Radialwinkels verwendet werden kann [Ber 96].

5.1 Einfluss von Atmosphäre und Absorber

Für die Genauigkeit beim Richtungsnachweis von Myonen spielen mehrere Faktoren eine Rolle. Zum einen trägt die Streuung der Myonen in der Atmosphäre und im Absorber des Detektors bei und zum anderen die Winkelauflösung des Detektors. Wie stark ein Myon gestreut wird hängt auch sehr stark von seiner Energie ab. Sehr hochenergetische Myonen wechselwirken nur relativ gering mit Materie. Durch die nur kleinen Winkeländerungen bei großem Impuls behalten die Myonen ihre ursprüngliche Richtung nahezu bei. Um die Produktionshöhe von Myonen möglichst präzise bestimmen zu können, wünscht man sich, dass

diese ihre Richtungen vom Ort ihrer Entstehung bis zu ihrem Nachweis im Myonspurdetektor möglichst wenig verändern. In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, welche Auswirkungen die Streuung in der Atmosphäre und im Absorber auf eine Richtungsveränderung der Myonen haben. Des Weiteren gibt die Richtungsgenauigkeit des Spurdetektors an, wie präzise die Richtungen der Myonen rekonstruiert werden können.

5.1.1 Streuung in der Atmosphäre

Um die Streuung, die ein Myon in der Atmosphäre erfährt, zu untersuchen, wurden Simulationen mit CORSIKA [Hec 98] der Version 5.644 durchgeführt. Man vergleicht dabei die Richtungen der Myonen am Ort ihrer Entstehung z.B. beim Pionzerfall mit ihren Richtungen am Erdboden. Da die Myonen beim Durchlaufen der Atmosphäre gestreut werden, stimmen die beiden Richtungen im allgemeinen nicht mehr überein. Der Unterschied in den beiden Myonspuren lässt sich über eine mittlere Winkeldifferenz im Raum beschreiben. In Abbildung 5.1 ist die Winkeldifferenz der Myonen in Abhängigkeit von ihrer Energie dargestellt. Man sieht, dass die Myonen mit zunehmender Energie immer weniger in der Atmosphäre gestreut werden. Myonen mit 1 GeV werden mit 1.7° noch relativ stark gestreut, während bei 10 GeV die Streuung im Mittel nur noch 0.4° beträgt und mit zunehmender Myonenergie immer mehr vernachlässigbar wird. Eine Möglichkeit zur Anreicherung von Myonen, die nur relativ wenig gestreut wurden, durch die Verwendung des Tangentialwinkels wird später noch vorgestellt (siehe Kapitel 5.6). Man erhält dadurch eine Anreicherung an hochenergetischen Myonen.

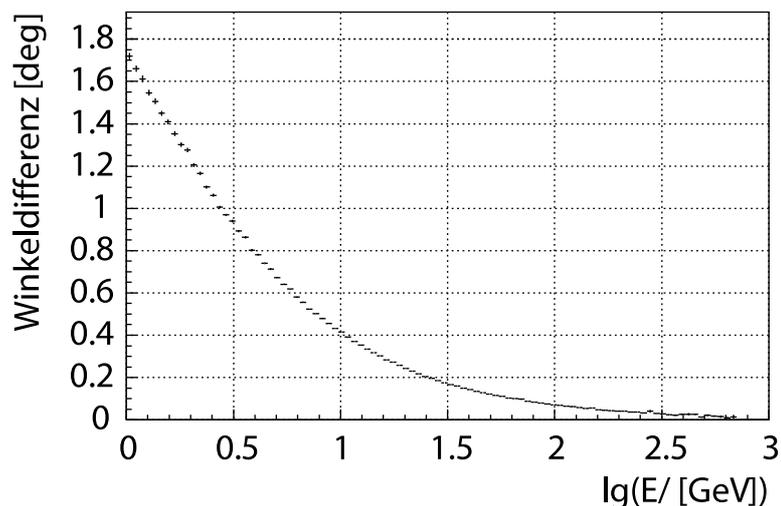


Abbildung 5.1: Mittlere Winkeldifferenz der Myonen in der Atmosphäre zwischen dem Ort ihrer Erzeugung und ihrem Nachweis für verschiedene Myonenergien.

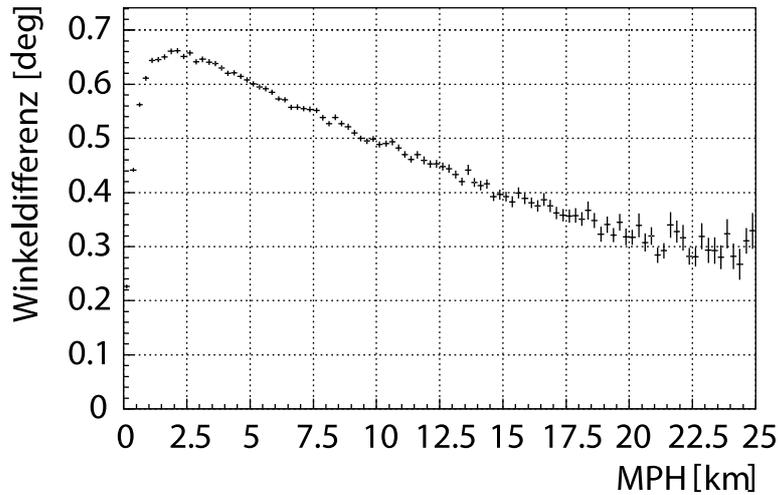


Abbildung 5.2: Abweichung der Myonrichtung in der Atmosphäre zwischen dem Ort ihrer Entstehung und ihrem Nachweis.

Untersucht man die Abhängigkeit des Winkelunterschieds der Myonen zwischen Entstehungsort und am Erdboden von der Höhe, in der sie erzeugt wurden, so erhält man den Verlauf aus Abbildung 5.2. Man erkennt bei sehr geringen Produktionshöhen anfangs ein Ansteigen der mittleren Winkeldifferenz, ansonsten beobachtet man mit zunehmender Höhe eine geringer werdende Streuung. Der anfängliche Anstieg lässt sich dadurch erklären, dass diese Myonen erst verhältnismäßig wenig Atmosphäre durchdrungen haben und somit noch kaum Streuung erfahren haben.

Bei den ersten Wechselwirkungen eines Primärteilchens entstehen hauptsächlich hochenergetische Myonen, wobei mit sinkender Produktionshöhe die mittlere Myonenenergie abnimmt. Aus diesem Grund erhält man aus großen Höhen vermehrt hochenergetische Myonen, die, wie vorher gezeigt, weniger gestreut werden. Dies führt zu einer Abnahme der Winkeldifferenz mit zunehmenden Produktionshöhen der Myonen. Mit steigender Anzahl an Wechselwirkungen während der Entwicklung eines Teilchenschauers sinkt die zur Verfügung stehende Energie zur Erzeugung neuer Teilchen. Dadurch entstehen mit fortschreitender longitudinaler Schauerentwicklung geladene Pionen mit vergleichsweise niedrigeren Impulsen, die anschließend in Myonen zerfallen.

5.1.2 Rekonstruktionsgenauigkeit der Myonrichtung

Neben der Streuung in der Atmosphäre können die Myonen ebenfalls im Absorber des Detektors wechselwirken ($\sim 10X_0$) und ihre Richtung verändern. Zudem besitzt der Detektor durch seinen Aufbau aus Streamertubes und Influenzstreifen

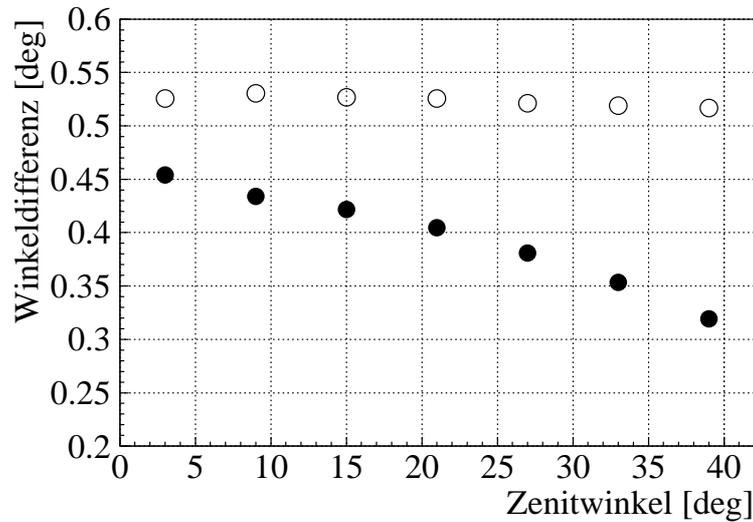


Abbildung 5.3: Simulierte Rekonstruktionsgenauigkeit des Myonspurdetektors von Myonspuren. In der unteren Verteilung geht lediglich der Aufbau des Detektors ein (volle Symbole), während in der oberen Verteilung zusätzlich der Durchgang durch den Absorber mitsimuliert wurde (offene Symbole).

mit diskreten Draht- bzw. Streifenabständen eine endliche Auflösung. Mit dem auf GEANT [Gea 93] basierenden Computerprogramm CRES können Myonen simuliert werden, wie sie den Absorber des Myonspurdetektors durchlaufen und anschließend rekonstruiert werden. Die Simulationsdaten liegen danach in gleicher Form von Digits auf den Draht- und Streifen-Adressen vor, wie bei den gemessenen Luftschauern. Üblicherweise wird CRES dazu benutzt, die mit CORSIKA simulierten Luftschauer zu rekonstruieren, bzw. die entsprechenden Detektorsignale zu liefern. Anstatt die Teilchen von kompletten Luftschauern im Detektor zu simulieren, kann man auch die Antwort des Detektors für einzelne Myonen ermitteln. Dies erfolgt mit einem speziellen Myongenerator, der Myonen mit einer realistischen Energie- und Winkelverteilung in den Detektor einschleßt. Bei der Simulation ist der Aufbau des Absorbers und die Position des Detektors, bzw. dessen Streamertubes und Influenzstreifen genau vorgegeben. Vergleicht man nun die Richtung der eingeschossenen Myonen mit deren rekonstruierten Richtungen, so erhält man eine Winkeldifferenz in Abhängigkeit vom Zenitwinkel wie sie in Abbildung 5.3 gezeigt ist. Es wurden lediglich Myonen oberhalb einer Energie von 10 GeV verwendet. Ein Schnitt auf den Tangentialwinkel ermöglicht eine Anreicherung von Myonen mit Energien oberhalb dieser Schwelle (siehe Kapitel 5.6). Die Verteilungen der beobachteten Winkeldifferenzen im Raum sind stark asymmetrisch mit langen Ausläufern. Für Abbildung 5.3 wurde der Winkel, bis zu dem 68% der Einträge enthalten sind, verwendet.

Die zweite Verteilung in Abbildung 5.3 gibt lediglich die Rekonstruktionsgenauigkeit des Detektors ohne einen Durchgang der Myonen durch den Absorber an. Hierbei wird untersucht, wie eine vorgegebene Myonspur durch die Detektorgeometrie mit einer Drahtpaar- und Streifenauslese von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ rekonstruiert wird. Aufgrund eines größeren Hebelarms und eines geringeren projizierten Rasterabstands der Drahtpaare und Streifen wird die Winkelauflösung mit zunehmendem Zenitwinkel besser. Dieser Effekt wird bei der zusätzlichen Berücksichtigung des Absorbers dadurch kompensiert, dass sich für schräg einfallende Myonen der zurückgelegte Weg im Absorber verlängert, weshalb die Myonen wiederum mehr gestreut werden können.

5.2 Trennung von Drahtpaarsignalen

Zur Trennung der Drahtpaarauslese des Myonspurdetektors wurde eine spezielle Signalformung in den 4608 Drahtpaarauslesen der Streamertube-Kammern untersucht. Am besten erwies sich dabei die in Abbildung 5.4 gezeigte Beschaltung der Signalauslese. Die hohen Amplitudensignale der Streamertubes von ca. 20 mV erlauben die Abschwächung des Signals der einen Zelle über einen Widerstand von 680Ω auf Massepotential. Zur Unterscheidung zwischen den Signalen der beiden

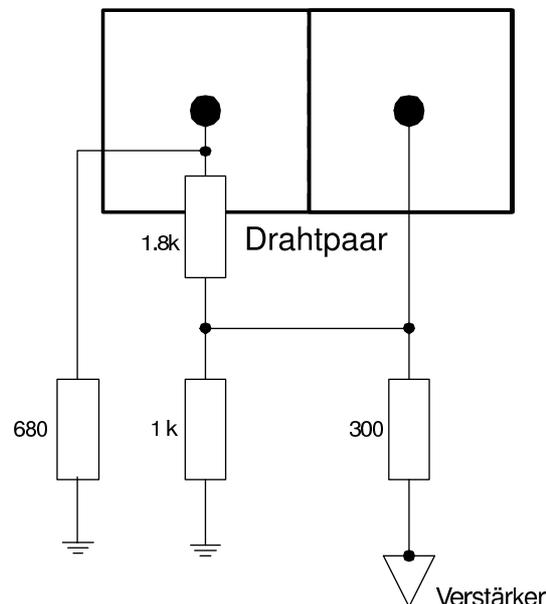


Abbildung 5.4: Schaltplan der Drahtauslese. Durch die unterschiedliche Beschaltung der gemeinsam ausgelesenen Streamertubes lässt sich über den Unterschied in der Signalamplitude ein Teilchendurchgang der entsprechenden Einzelzelle zuzuordnen.

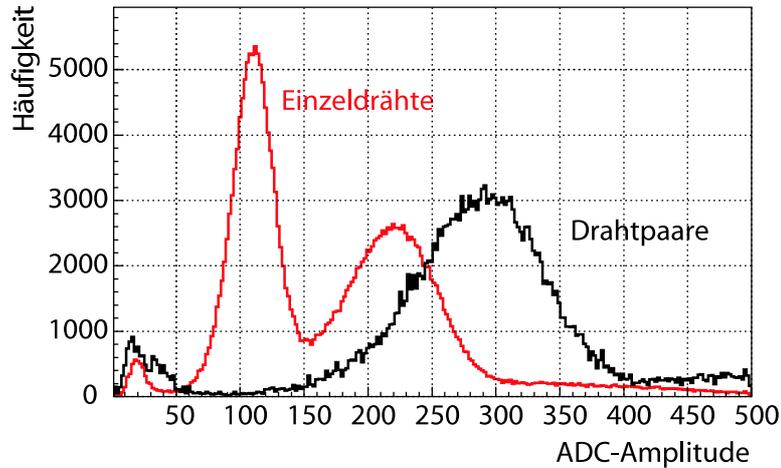


Abbildung 5.5: Vergleich der Spektren der Ladungsamplituden in ADC-Kanälen vor und nach der zusätzlichen Beschaltung zur Trennung der Drahtpaarsignale für das mittlere Modul von Turm 8.

Streamertubes eines Drahtpaares wird ein weiterer $1.8\text{ k}\Omega$ Widerstand verwendet. Der Widerstand auf das Massepotential ist erforderlich, da im weiteren ein ladungsintegrierender Verstärker verwendet wird und ansonsten keine Veränderung in der Ladungsmenge zu beobachten wäre. Der $1\text{ k}\Omega$ Widerstand, der ebenfalls auf Masse führt, war bereits in der ursprünglichen Beschaltung vorhanden und soll ein Aufladen der Anodendrähte verhindern. Ansonsten würde ein erhebliches Sicherheitsrisiko auftreten, sollte ein Anodendraht brechen und Kontakt zum Kathodenprofil, welches unter Hochspannung steht, erhalten. Der $300\ \Omega$ Widerstand verhindert ein Übersprechen von Signalen aus den anderen 7 Drahtpaaren, die zur Ermittlung der Signalstärken parallel über denselben Verstärker ausgelesen werden. Durch den $680\ \Omega$ Widerstand werden allerdings die Signale beider Zellen eines Drahtpaares abgeschwächt. Die Kombination aus $680\ \Omega$ und $1.8\text{ k}\Omega$ stellt somit den besten Kompromiss dar. Eine stärkere Abschwächung über Masse würde zwar die Unterscheidung zwischen den beiden Drahtzellen verbessern, jedoch würde man insgesamt eine zu starke Signalabschwächung erhalten. Zu große Abschwächung würde zum Verlust von Ereignissen führen und die Nachweiseffizienz des Detektors verringern.

Abbildung 5.5 zeigt die Veränderung in der Pulshöhenverteilung (ADC-Spektrum) des mittleren Moduls von Turm 8 infolge der modifizierten Signalauslese, die durchgeführt wurde, um zwischen den Signalen aus den beiden gemeinsam ausgelesenen Streamertubes unterscheiden zu können [Obe 00]. Gezeigt wird ein Spektrum, wie es mit der ursprünglichen Detektorauslese von Drahtpaaren gemessen wurde. Durch die zusätzliche Abschwächung der einen Streamertube auf Masse wird das gesamte Spektrum zu geringeren ADC-Amplituden verschoben. Dabei

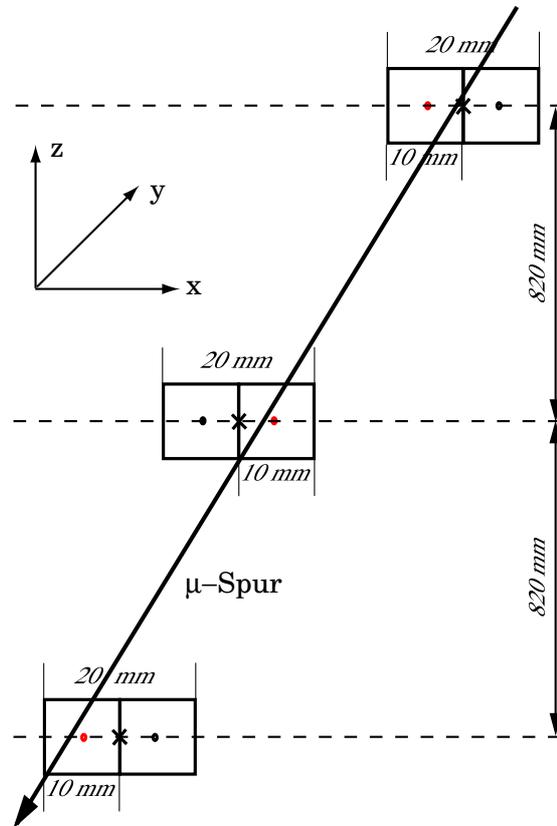


Abbildung 5.6: Verbesserung der Richtungsrekonstruktion durch die Verwendung der Drahtpositionen in den einzelnen Drahtzellen statt der Mitte der Doppelzellen.

werden jedoch die Signale der einen Streamertube, in deren Ausleseweg die Modifikation stattfand, weitaus stärker abgeschwächt, als die Signale der anderen Streamertube mit unverändertem Ausleseweg. Die gezeigten Spektren stammen von einer Gasmischung und Elektronikeinstellung (20 % Isobutan, 78.4 % Kohlendioxid und 1.6 % Argon). Zum Langzeitbetrieb des Myonspurdetektors wurde der Anteil an Isobutan erhöht (siehe Kapitel 4.3), wobei die Mischung der Gase sehr stabil ($\sim 0.1\%$) erfolgt. Die seit 2 Jahren verwendete Gasmischung führte zu einer wesentlich besseren Effizienz in der Spurrekonstruktion. Die Umstellung der Gasmischung führte zudem zu etwas anderen ADC-Spektren.

Durch die Analyse der Signalstärken wird nun rekonstruiert, welche Zelle eines Drahtpaares ein Myon durchquert hat. Dies erfolgt in allen 3 horizontalen Modulebenen. In Abbildung 5.6 ist angedeutet, dass eine Myonspur im Mittel näher an den jeweiligen Drahtpositionen in den entsprechenden Streamertubes liegt, als an der Mitte der Drahtpaare. Diese Veränderung in der Detektorauslese betrifft jedoch nur die Rekonstruktion in x-Richtung. In y-Richtung erfolgt die

Ortsbestimmung unverändert über die Auslese der Influenzstreifen, während die z -Position durch die Lage der Modulebenen fest vorgegeben ist.

5.3 Korrekturen der ADC-Spektren

Die gemessenen Detektoramplituden hängen von der Gasverstärkung in den Streamertubezellen ab. Da die Streamertubekammern im nicht klimatisierten Tunnel und mit einem nach außen offenen Gassystem betrieben werden, variieren die Amplituden der Anodensignale entsprechend der Temperatur und dem Druck des Detektorgases (siehe Abbildung 5.7 und 5.8 für das Jahr 2003, bzw. Abbildung B.1 und B.2 für das Jahr 2004). Mit ansteigendem Druck bzw. sinkender Temperatur steigt die Teilchendichte der Gasmoleküle, und man erhält eine kürzere mittlere freie Weglänge der bei einer Gasentladung erzeugten Ladungsträger. Durch die häufigeren Stöße mit Gasmolekülen werden die Elektronen im Mittel weniger stark zum Anodendraht hin beschleunigt, weshalb die Anzahl an Ionisationen und somit die gesamte Gasverstärkung geringer wird. Von Bedeutung für die Gasverstärkung ist die Temperatur im Tunnel des Myonspurdetektors, da durch diese die Gastemperatur bestimmt wird. Die Tunneltemperatur folgt in ihrem Verlauf langsam der Außentemperatur und zeigt eine Sommer-Winter-Modulation. Die Tunneltemperatur bleibt dabei jedoch weitestgehend konstant im Hinblick auf kurzfristige Variationen der Außentemperatur. Während eines Tages ändert sich die Tunneltemperatur lediglich in der Größenordnung von 0.1° , weshalb Tag-Nacht-Effekte keine Auswirkungen haben. Die schnellen Variationen der mittleren Anodendrahtamplituden folgen dem Detektorgasdruck, welcher wiederum dem äußeren Atmosphärendruck folgt und sind besonders in den kühlen Jahreszeiten beobachtbar. Die mittleren Tageswerte für Außentemperatur (2 m über dem Boden) und -druck p (200 m über dem Boden) befinden sich in den Abbildungen A.1 und A.2 des Anhangs.

Die Mittelwerte der ADC-Amplituden wurden oberhalb des Offset-Wertes für den entsprechenden ADC-Eingang gebildet und weisen deshalb keine Abhängigkeit von der entsprechenden Elektronikschwelle wie die Nachweisempfindlichkeit in Abbildung 4.7 oder 4.8 auf. Kurzfristige Veränderungen, die nicht gemeinsam in den Modulen eines Turmes stattfinden, rühren von kurzzeitigen Entladungen in einer Kammer des entsprechenden Moduls her. Die mittleren Detektoramplituden sind je nach Modul und Offset-Wert des ADC-Eingangs unterschiedlich. Die Einstellung eines einheitlichen Offset-Werts für alle ADC-Eingänge erwies sich als zu aufwendig, besonders da die getrennte Verwendung der ADC-Informationen aller 48 Detektormodule keinen sonderlich großen Aufwand darstellt.

Im Tunnel des Myonspurdetektors treten lediglich jahreszeitlich bedingte Temperaturwerte zwischen 16.4° und 27.3° auf, welche der mittleren Außentemperatur folgen. Vergleicht man in Abbildung 5.9 (oben) für das mittlere Modul von Turm 9 die Abhängigkeit der mittleren Ladungsamplituden (in ADC-Kanälen)

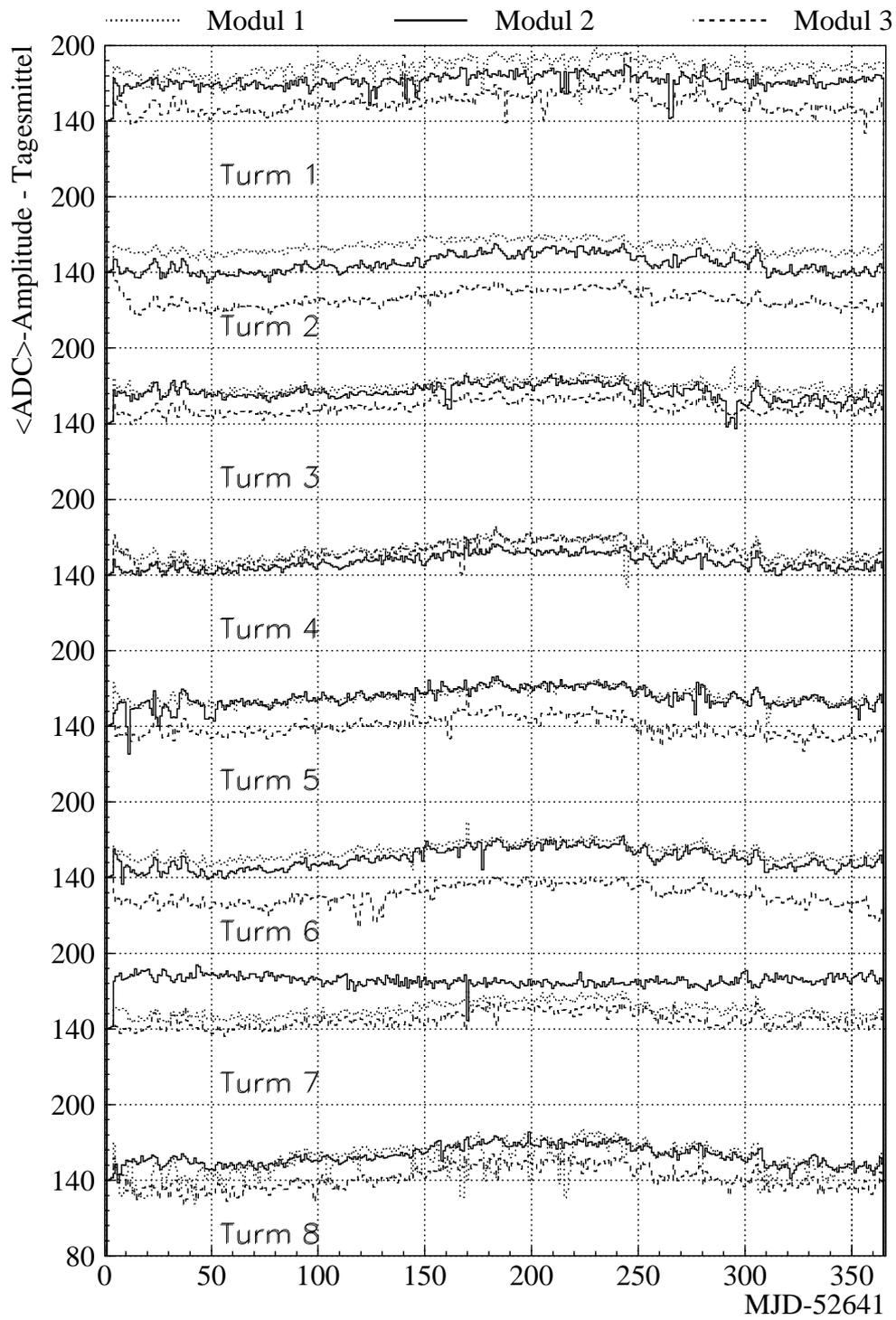


Abbildung 5.7: Variation der mittleren Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 1-8 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2003.

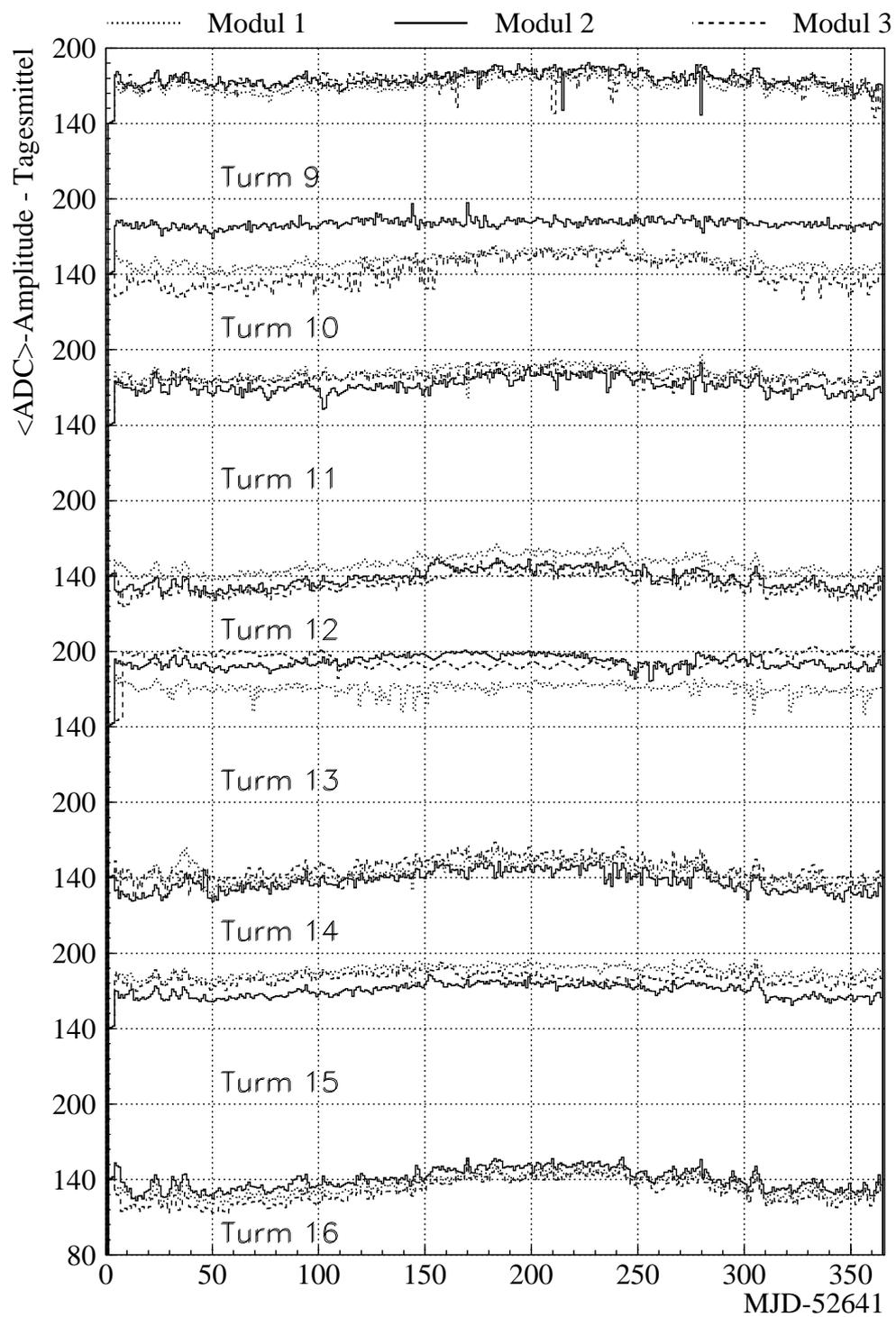


Abbildung 5.8: Variation der mittleren Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 9-16 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2003.

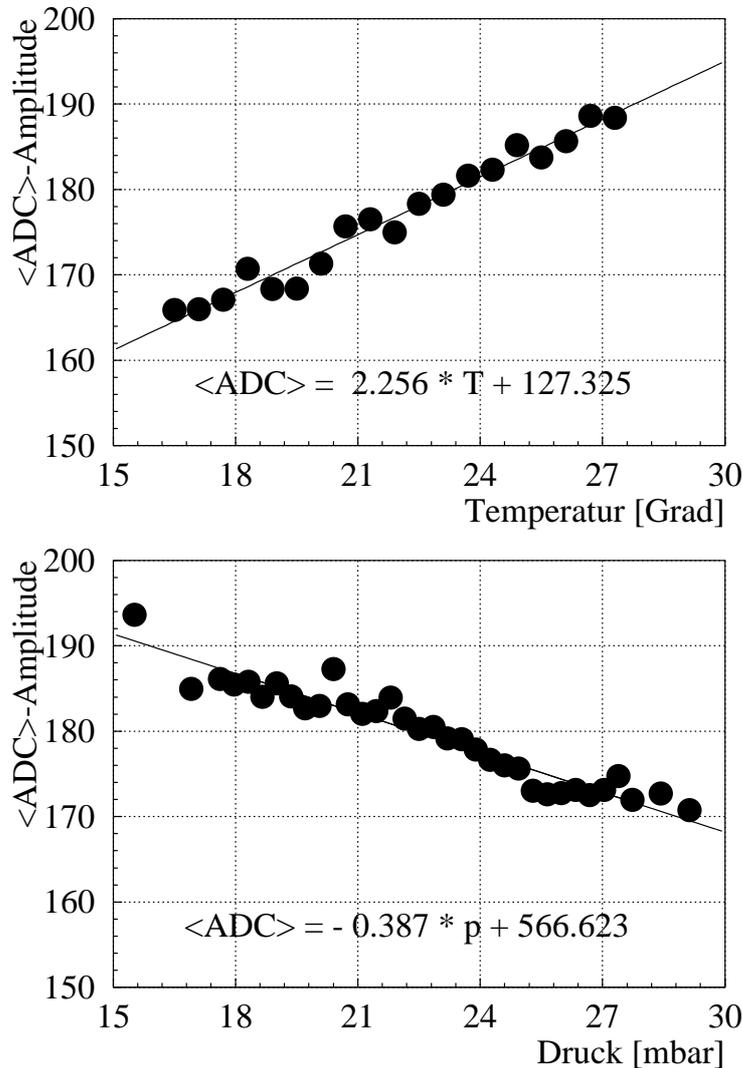


Abbildung 5.9: Temperatur- und Druckabhängigkeit der mittleren Ladungsamplitude in ADC-Kanälen am Beispiel für das mittlere Modul von Turm 9.

von der Temperatur, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang und man beobachtet eine Variation von ungefähr $\pm 8\%$. Die Ladungsamplituden lassen sich mit Hilfe einer Geradenanpassung an diese Verteilung korrigieren. Wie Abbildung 5.9 (unten) zeigt, hängen die temperaturkorrigierten Ladungsamplituden noch nahezu linear vom Druck ab. Die Variation mit dem Druck beträgt ca. $\pm 6\%$.

Die Temperatur- und Druckkorrektur der Ladungsamplituden wird in Abbildung 5.10 ersichtlich. Die nicht unterlegte Verteilung zeigt die Verteilung der täglichen Mittelwerte der Ladungsamplituden aller Module der 16 Detektortürme des Myonspurdetektors aus den Abbildungen 5.7, 5.8, B.1 und B.2 über den ge-

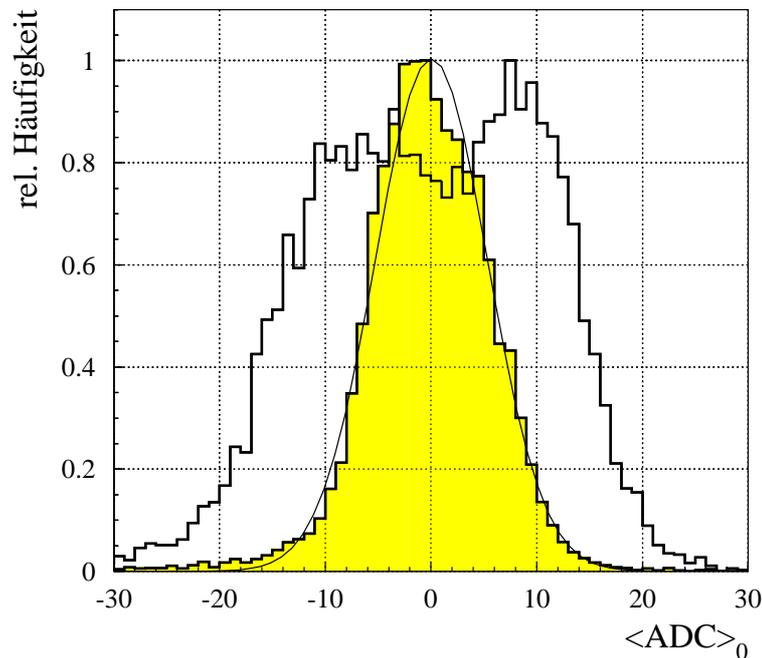


Abbildung 5.10: Verteilung der mittleren Ladungsamplitude in ADC-Kanälen vor (nicht unterlegt) bzw. nach (unterlegt) den Korrekturen auf Temperatur und Druck bezüglich des Mittelwertes des jeweiligen Detektormoduls für die gesamte Messzeit.

samen Messzeitraum (siehe Kapitel 6). Wegen den unterschiedlichen Offsets im ADC-Eingang der verschiedenen Detektormodule ist die Verteilung jedes Moduls auf seinen entsprechenden Mittelwert bezogen. Vor allem wegen des Temperaturunterschieds zwischen Sommer und Winter ergibt sich eine asymmetrische Verteilung. Die Verteilung nach der Korrektur der Ladungsamplituden (unterlegte Verteilung) ist hingegen symmetrisch und lässt sich nahezu durch eine Gaußfunktion anpassen. Die Variation der Ladungsamplituden im Tagesmittel beträgt nur noch ca. 3%.

Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich zwischen der ursprünglichen Ladungsamplitudenverteilung (gestrichelt) des mittleren Moduls von Turm 9 und der auf Temperatur und Druck korrigierten Verteilung (volle Linie). Beim unkorrigierten Spektrum ist zusätzlich noch ein Pedestal am Offset des ADC-Eingangs zu erkennen. Diese Einträge werden durch die Bedingung, dass ein Teilchendurchgang durch alle 3 Modulebenen eines Detektorturms verlaufen ist und daher in allen 3 ADC-Eingängen eine Ladungsamplitude über diesem Offset vorhanden sein muss, aus dem Spektrum entfernt. Anhand der Ladungsamplituden einer Myonspur kann in den einzelnen Modulebenen bestimmt werden, durch welche der paarweise ausgelesenen Drahtzellen eine Myonspur verlaufen ist. Zur Ver-

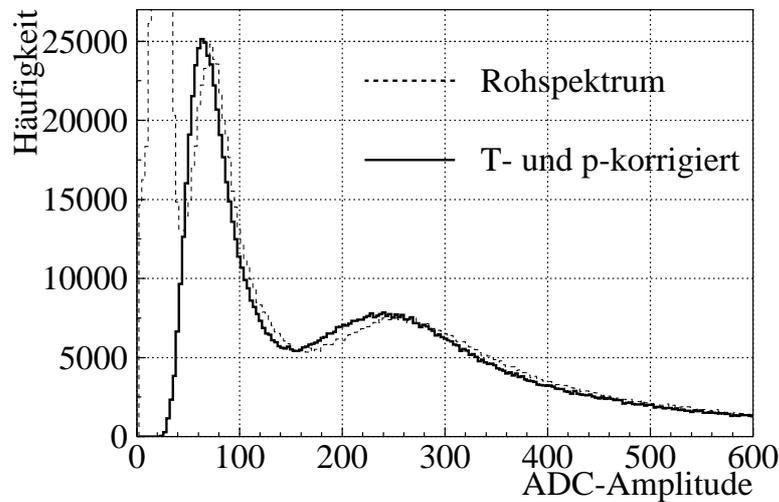


Abbildung 5.11: Vergleich der Verteilung der Ladungsamplituden in ADC-Kanälen mit und ohne die Korrektur der Temperatur- und Druckabhängigkeit für das mittlere Modul von Turm 9 über die gesamte Messzeit.

meidung von Unsicherheiten in dem Bereich, in dem sich die Verteilungen der einzelnen Spektren überlagern, kann man einen bestimmten Bereich um diese Grenze bei der Analyse aussparen. Dieser Grenzbereich macht etwa 8% der Spuren aus, die nicht korrigiert wurden. In den Abbildungen B.3 -B.6 im Anhang sind die Verteilungen der Ladungsamplituden für die Module aller Detektortürme im Überblick dargestellt. Zusätzlich ist die Trennlinie zur Einteilung in die einzelnen Drahtzellen eingezeichnet.

5.4 Richtungskorrektur mittels Signaltrennung

Bei der Auslese der Streamertubes wurden bislang jeweils 2 Streamertubezellen gemeinsam ausgelesen. Dabei wird die Wandposition in der Mitte der beiden Zellen als Koordinate in x-Richtung verwendet. Durch die unterschiedliche Beschaltung in der Signalauskopplung der beiden benachbarten Streamertubes und die Zuordnung in eine der beiden Zellen anhand der ADC-Amplitude wird als neue Ortskoordinate die jeweilige Drahtposition verwendet. Dadurch findet in allen 3 Modulebenen eines Detektorturms eine Verschiebung in der x-Richtung um jeweils 5 mm in die Mitte der Streamertubes auf die Drahtpositionen statt, während in den beiden anderen Raumrichtungen keine Veränderung stattfindet. Anschließend werden der Zenitwinkel Θ und der Azimutwinkel Φ der Teilchenspur neu berechnet, ebenso Radial- und Tangentialwinkel (siehe Kapitel 5.5).

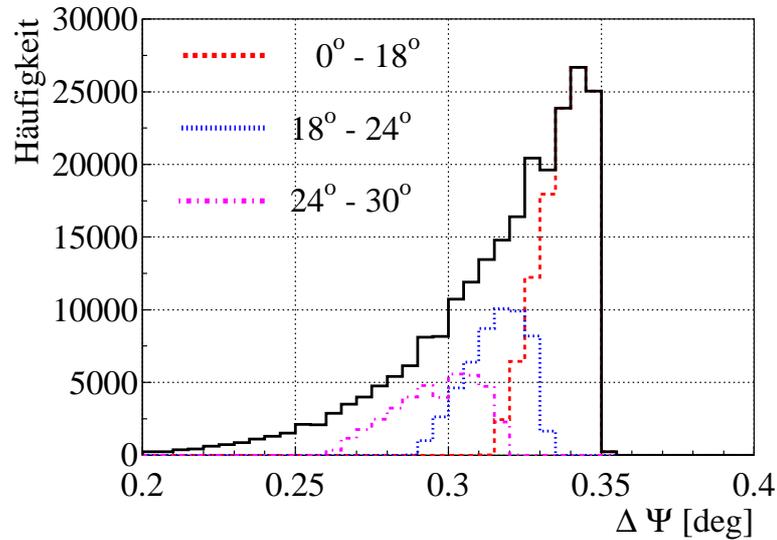


Abbildung 5.12: Winkelkorrektur durch Einzeldraht- statt Drahtpaarauslese für 3 Winkelintervalle der Myonspur.

Vergleicht man die Richtungen der Myonspuren, die aus den Mittelpositionen der Drahtpaare bestimmt wurden, mit denen, die aus den Positionen der Einzeldrähte gewonnen wurden, so besitzen diese einen Winkelunterschied $\Delta\Psi$ im Raum. Diese Winkeländerung kann als Richtungskorrektur betrachtet werden, da sie bei korrekter Zuordnung in die jeweiligen Streamertubes die ursprüngliche Myonspur, welche den Detektor durchlaufen hat, präziser beschreibt. Die Verteilung dieser Richtungskorrektur ist in Abbildung 5.12 gezeigt. Es muss jedoch erwähnt werden, dass es auch einen Anteil an Myonspuren gibt, bei denen keine Richtungsänderung erfolgt, da man in beiden Fällen dieselbe Myonrichtung erhält. Dies kann der Fall sein, wenn in allen 3 Modulebenen die x-Position des Myondurchgangs in die gleiche Richtung verschoben wird. Diese Fälle wurden der Übersichtlichkeit halber in dieser Abbildung ausgespart. Da die Aufteilung der Signalamplitude bei der ADC-Kanalzahl im Tal des Spektrums in Abbildung 5.11 erfolgt, werden manche Drahtzellen auch falsch zugeordnet. Man sieht, dass in den meisten der gezeigten Myonspuren die Winkeländerung mehr als $0,3^\circ$ beträgt. Mit größer werdendem Zenitwinkel fällt diese Richtungskorrektur jedoch geringer aus. Dies ist eine Folge des zunehmenden Hebelarmes, weshalb sich die Änderungen in der x-Richtung weniger stark auswirken. In den weiteren Untersuchungen sollen zur Beschreibung, wie sich die Winkelauflösung des Myonspurdetektors durch die Verwendung der ADC-Informationen verbessert, die Myonspuren mit der Schauerrichtung verglichen werden.

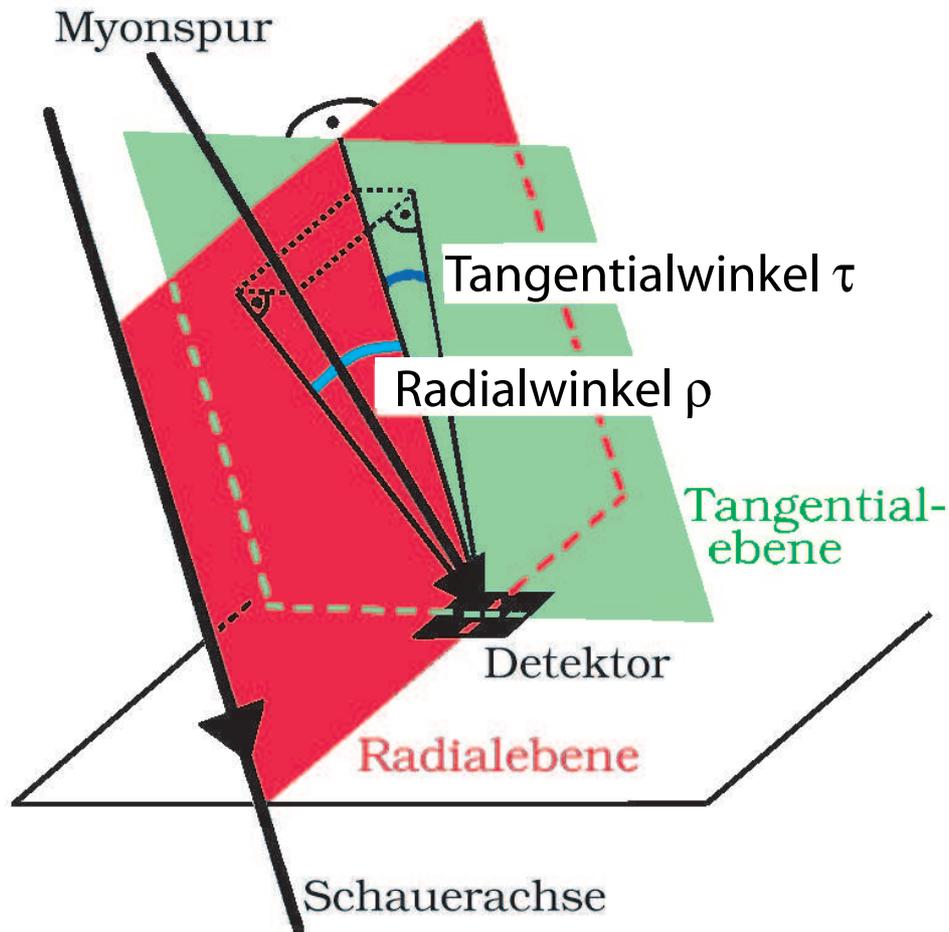


Abbildung 5.13: Definition von Radialwinkel ρ und Tangentialwinkel τ .

5.5 Radial- und Tangentialwinkel

Zur Bestimmung von Myonproduktionshöhen benötigt man die 2 Richtungsinformationen der Myonspur und der Schauerachse sowie den Abstand zwischen beiden am Erdboden. Der Unterschied in den beiden Richtungen lässt sich durch 2 Relativwinkel beschreiben. Hierbei hat sich im Schauerkoordinatensystem der Radialwinkel ρ und der Tangentialwinkel τ bewährt [Ber 97].

Der Radialwinkel ist der Ablenkwinkel der Myonspur von der Schauerachse und lässt auf die Höhe schließen, in der eine Myonspur die Schauerachse schneidet. Dadurch liefern die Radialwinkel Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung, bzw. die Eindringtiefe der Primärteilchen [Pen 99]. Anhand der Radialwinkel kann man daher die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung untersuchen [Amb 99].

Da die beiden Richtungen der Myonspur und der Schauerachse sich im allge-

meinen jedoch nicht im Raum schneiden, d.h. beide Richtungen im allgemeinen nicht in einer (Radial-)Ebene liegen, ist zusätzlich der Tangentialwinkel nötig. Er stellt dar, wie stark die Schauerachse von der Myonspur verfehlt wird und kann als Maß für die Genauigkeit der Richtungsbestimmung gesehen werden. Der Raumwinkel, den eine Myonspur mit der Schauerachse bildet, wird zusätzlich von der Streuung der Myonen in der Atmosphäre und im Absorber beeinflusst (siehe Kapitel 5.1). Durch die Verteilung der Tangentialwinkel kann man eine Aussage treffen, wie stark sich die Streuung auf den Radialwinkel auswirkt.

Abbildung 5.13 veranschaulicht die Definition des Radial- und Tangentialwinkels, wobei ausgenutzt wird, dass sich im Schauerkoordinatensystem die jeweiligen Winkel am Durchstoßpunkt der Myonspur durch die Ebene der Schauerscheibe reproduzieren lassen. Zur Berechnung des Radial- und Tangentialwinkels wird das Schauerkoordinatensystem verwendet, in welchem die z-Achse in Richtung der Schauerachse verläuft. Die x-Achse entspricht dem senkrechten Abstand R_{CM} (Core des Schauers-Myonhit) der Myonspur von der Schauerachse, während die y-Achse durch ein Vektorprodukt senkrecht zu den beiden anderen Achsen festgelegt wird. Somit wird die Radialebene (x-z-Ebene) durch die Richtung der Schauerachse und die Richtung des Abstands zwischen Schauerzentrum und dem Ort, an dem die Myonspur in der Schauerebene nachgewiesen wird, bestimmt. Die Tangentialebene (y-z-Ebene) verläuft senkrecht zur Radialebene und parallel zur Schauerachse. Durch die senkrechte Projektion der Myonspur in die Radialebene erhält man den Radialwinkel, während die entsprechende Projektion in die Tangentialebene den Tangentialwinkel liefert.

5.6 Ermittelte Winkelauflösung

Die Winkelauflösung des Myonspurdetektors in Verbindung mit der Schauerrichtung des KASCADE-Arrays lässt sich anhand der Verteilung der Tangentialwinkel beschreiben. Die symmetrische Verteilung für die Verwendung der Einzeldrahtauslese in Abbildung 5.14 um den Mittelwert von $+0.01^\circ$ zeugt davon, dass Myonspurdetektor und Array korrekt zueinander ausgerichtet sind. In die Verteilung gehen alle während eines Teilchenschauers nachgewiesenen Myonen ein. Bei Beschränkung auf eine einzelne Myonspur ergibt sich kaum eine Veränderung in der Verteilung. Bei der Spurrekonstruktion kommen teilweise auch Spuren vor, die von sehr niederenergetischen Myonen oder Elektronen stammen. Diese sind zumeist bereits im Absorber stark gestreut worden und nur noch gering mit der Schauerachse korreliert. Ein weiter zu berücksichtigender Effekt ist jedoch die Tatsache, dass die Myonen beim Zerfall der geladenen Pionen auch abseits der Schauerachse erzeugt werden können. Aus diesen Gründen erhält man in der Verteilung der Tangentialwinkel einen relativ breiten Untergrund. Die gesamte Verteilung lässt sich relativ gut mit einer Überlagerung aus 2 Gaußfunktionen beschreiben. Lediglich die Breite σ der schmalen Komponente wird als Maß für die

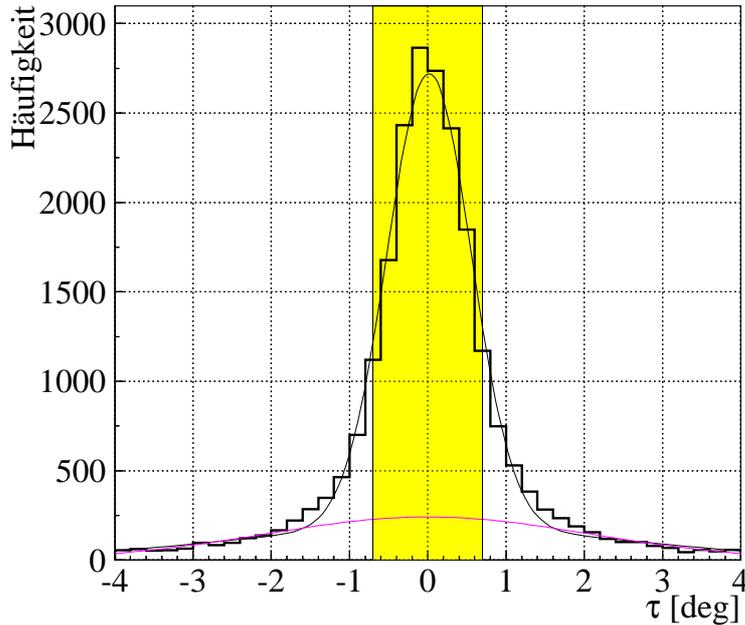


Abbildung 5.14: Die Verteilung des Tangentialwinkels τ für Myonspuren im Abstand von $40 - 120 m$ zum Schauerzentrum und $3.75 < \lg(N_\mu^{tr}) < 4.0$ stellt eine Überlagerung zweier Gaußfunktionen dar. Die breite Komponente beschreibt den Untergrund. Der unterlegte Bereich kennzeichnet den Bereich des Schnitts auf den Tangentialwinkel.

Genauigkeit des Detektorsystems aus Array und Myonspurdetektor verwendet. Der Übergang von der Verwendung von Drahtpaaren (MTD(2)) zu den einzelnen Drahtzellen bzw. Streamertubes (MTD(1)) ermöglicht eine Reduzierung des Untergrunds, indem durch das Vorliegen einer eindeutigen Teilchenspur sichergestellt ist, dass es sich tatsächlich um ein Myon und nicht z.B. um ein Elektron handelt [Ber 96].

Um in der Hauptanalyse eine Anreicherung von hochenergetischen Myonen, die infolge nur sehr geringer Streuung nahezu ihre ursprüngliche Richtung beibehalten haben, zu erhalten, kann man einen Schnitt auf den Tangentialwinkel einführen. Verwendung finden daher nur noch Myonspuren, deren Tangentialwinkel kleiner als 0.7° ist. Untersuchungen haben gezeigt, dass dies einer Anreicherung von Myonen mit einer Energie größer $10 GeV$ entspricht [Zab 03].

Die Breite σ der schmalen Gaußfunktion für die Einzeldraht-Auswertung in Abbildung 5.14 ist durch die dreieckigen Symbole in Abbildung 5.15 als Funktion von $\lg(N_\mu^{tr})$ gezeigt, welches ein Maß für die Schauerenergie E_0 (siehe Kapitel 3.1.1) darstellt [Web 97, Van 02]. Es ist zu beobachten, dass sich die Winkelauflösung des gemeinsamen Detektorsystems aus Array und Myonspurdetektor mit zunehmender Schauerenergie verbessert. Dies folgt zum einen aus der zu-

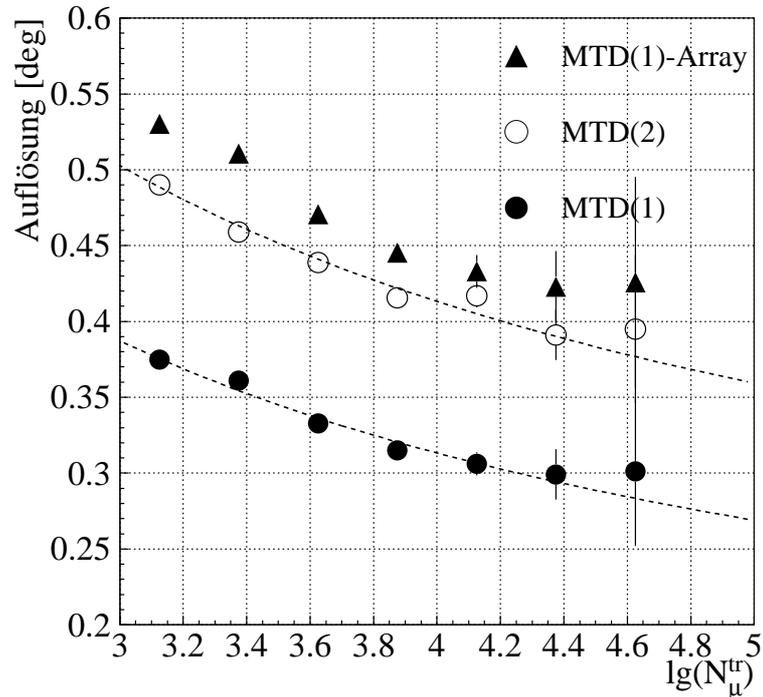


Abbildung 5.15: Winkelauflösung σ des Detektorsystems aus Array und Myonspurdetektor (MTD(1)-Array), sowie die Winkelauflösung des Myonspurdetektors alleine für die Verwendung von Drahtpaaren (MTD(2)) und nach der Einteilung zu den einzelnen Drahtzellen (MTD(1)).

nehmend präziseren Arrayrekonstruktion der Richtung der Schauerachse (siehe Abbildung 3.4) und des Schauerzentrums (siehe Abbildung 3.3) und zum anderen aus dem steigenden Anteil an hochenergetischen Myonen, die weniger gestreut werden.

In den gezeigten Winkelaufösungen ist neben der Rekonstruktionsgenauigkeit der Detektoren (siehe Kapitel 5.1.2 und 5.4) ebenfalls noch die Streuung der Myonen in der Atmosphäre (siehe Kapitel 5.1.1) und im Absorber (siehe Kapitel 5.1.2) enthalten.

Die beiden Detektorkomponenten haben hierbei eine vergleichbare Winkelauflösung. Daher kann aus dieser gemeinsamen Winkelauflösung der Anteil des Myonspurdetektors ermittelt werden. Dies führt zu den vollen Kreissymbolen in Abbildung 5.15. Die beiden bislang beschriebenen Verteilungen wurden mit der verbesserten Auslese des Myonspurdetektors nach der Einteilung in die einzelnen Streamertubezellen ermittelt. Zum Vergleich ist die entsprechende Winkelauflösung des Spurdetektors unter Verwendung der Drahtpaarkoordinaten zusätzlich durch die offenen Kreissymbole gezeigt, welche die bisherige Winkelauflösung des Myonspurdetektors wiedergibt.

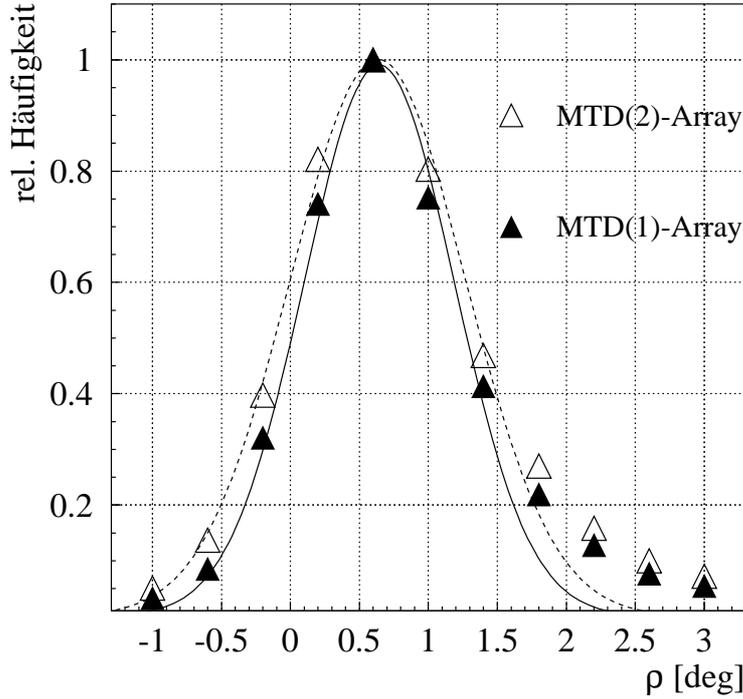


Abbildung 5.16: Normierte ρ -Verteilung für Drahtpaar (MTD(2)-Array) bzw. Einzeldrahtauslese (MTD(1)-Array) der Myonspuren im Abstand von $40 - 80$ m zum Schauerzentrum und $3.25 < \lg(N_{\mu}^{tr}) < 3.5$.

Die verbesserte Richtungsbestimmung der Myonen lässt sich auch in der Verteilung der Radialwinkel beobachten, auf welche allerdings erst später ausführlicher eingegangen wird (siehe Kapitel 7). Die Radialwinkel zeigen eine asymmetrische Verteilung, der die Winkelaufklärung überlagert ist. Die begrenzte Auflösung führt zu einer Verbreiterung der Radialwinkelverteilung. Abbildung 5.16 zeigt, wie sich die Verbesserung in der Richtungsbestimmung auf die Radialwinkelverteilung auswirkt. Man sieht, dass die Verwendung der Einzeldrahtauslese zu einer schmaleren Radialwinkelverteilung führt, wodurch sich auch der Anteil an negativen Radialwinkeln verringert. Obwohl die Statistik in der ρ -Verteilung recht hoch ist, wurde die Bineinteilung in Abbildung 5.16 entsprechend der späteren Analyse gestaltet. Zur Betonung der Kurvenform im schmalen Bereich der ρ -Verteilungen wurde in beiden Fällen eine symmetrische Gaußfunktion angepasst. Die verbesserte Richtungsbestimmung ist besonders für Myonen aus großen Höhen mit kleinen Radialwinkeln von Bedeutung. Besonders bei kleinen ρ -Werten führt die Unsicherheit in der Bestimmung des Radialwinkels zu großen Fehlern bei der Triangulation der Myonspuren zur Berechnung der Produktionshöhen. Doch gerade diese Myonen aus den ersten Wechselwirkungen eines Luftschauers sind für die Bestimmung der Art des Primärteilchens besonders von Interesse.

Kapitel 6

Datenübersicht und verwendete Simulationen

Für die folgenden Untersuchungen der Radialwinkel, bzw. Myonproduktionshöhen werden die Messdaten im Zeitraum von Anfang Januar 2003 bis Ende November 2004 untersucht. Messdaten, die zuvor aufgenommen wurden, werden nicht berücksichtigt, da erst seit Herbst 2002 ein stabiler Betrieb des Myonspurdetektors gewährleistet ist (siehe Kapitel 4.7). Durch den Einbau von Massendurchflussreglern wurde erreicht, dass die verwendete Gasmischung sehr präzise und zeitlich konstant erfolgt (siehe Kapitel 4.4). Alle durchgeführten Analysen erfolgten mit dem Datensatz, der bei der täglichen Überwachung der Effizienz des Myonspurdetektors gewonnen wurde. Zwar liegt zu diesem Zeitpunkt noch keine aktuelle Kalibrierung des Arrays vor, doch konnte bei den durchgeführten Untersuchungen kein Unterschied zu den Daten der endgültigen Prozessierung der Messdaten festgestellt werden. Um den Bedarf an Speicherplatz des Messdatensatzes zu minimieren und ein effektiveres Analysieren zu ermöglichen, wurde der Datensatz reduziert und nur solche vom Array rekonstruierten Teilchenschauer verwendet, bei denen im Myonspurdetektor ein Myon registriert wurde. Im untersuchten Zeitraum wurden ungefähr 63 Millionen solcher Teilchenschauer gemessen. Zusätzlich müssen die Schauer noch weitere Bedingungen erfüllen. So werden nur Teilchenschauer mit einer Elektronenzahl $lg(N_e) > 4.0$ verwendet, um sicher zu gehen, dass eine Schauerrekonstruktion durch das Array bei kleinen Schauern gewährleistet ist. Weiterhin wird gefordert, dass der Formparameter s_e (elektromagnetisches Age des Schauers, siehe Kapitel 3.1.1) zwischen 0.2 und 2.0 liegt, alle Cluster des Arrays zur Datennahme beigetragen haben und die Schauer nicht zu schräg eingefallen sind ($\theta < 30^\circ$). Auf eine Einteilung der Teilchenschauer in verschiedene Zenitwinkelintervalle wurde verzichtet, da frühere Untersuchungen keine großen Unterschiede für verschiedene Tangentialwinkel gezeigt haben [Büt 04]. Teilchenschauer, deren Schauerzentrum außerhalb des Arrays liegt, werden zum Teil als innerhalb des Arrays liegend fehlrekonstruiert. Deshalb werden nur Schauer untersucht, deren Abstand des Schauerzentrums zum Zentrum des

Arrays folgende Bedingung erfüllt [Gla 03]:

$$R_{SC} < (91 + 19.31 * |\sin(2 * \Phi_{SC})|^3) m. \quad (6.1)$$

Φ_{SC} bezeichnet den Azimutwinkel des Schauercorers in Bezug zum Zentrum des KASCADE-Arrays. Nach all diesen Schnitten auf die Messdaten bleiben noch ca. 21 Millionen Teilchenschauer zur weiteren Untersuchung übrig. Da oftmals mehrere Myonen aus einem Teilchenschauer im Myonspurdetektor nachgewiesen werden, entspricht diese Zahl an Schauern ca. 40 Millionen Myonspuren.

Zwecks guter Statistik wurde für die nachfolgenden Untersuchungen die Drahtpaarselektion verwendet. Für präzisere Analysen kann auf den Datensatz mit der verbesserten Auflösung zurückgegriffen werden. Zur weiteren Untersuchung müssen die Myonspuren zusätzliche Bedingungen erfüllen. Es werden nur Myonspuren verwendet, die durch die 3 horizontalen Modulebenen nachgewiesen wurden, wobei die Myondurchgänge in den Ebenen nicht allzu weit von der rekonstruierten Spurgeraden abweichen dürfen. Diese Forderung, dass die Myonhits möglichst genau auf einer Spur liegen, erfolgt anhand des dimensionslosen Qualitätsparameters $Q < 10$ nach Gleichung 4.5. Zur Anreicherung von hochenergetischen Myonen, die nur wenig gestreut wurden, werden nur Myonspuren mit einem Tangentialwinkel $|\tau| < 0.7^\circ$ verwendet. Im untersuchten Abstandsbereich zwischen 40 m und 120 m (siehe Kapitel 6.2) gehen somit ungefähr 10 Millionen Myonspuren mit $0^\circ < \rho < 8^\circ$ in die Analyse ein.

Für die in Simulationen erzeugten Schauergrößen werden dieselben Schnitte gemacht wie für die Daten. Die Simulationen erfolgten mit der CORSIKA-Version 6.156 und dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJET (Version QGSJET01). Im Anhang sind zur Ergänzung und zum Vergleich mit den QGSJET-Simulationen an 2 Beobachtungsgrößen Simulationen mit dem Wechselwirkungsmodell SIBYLL (Version 2.1) dargestellt. Für die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen wird durchgehend das FLUKA-Modell (FLUKA 2002.4) verwendet und die Detektorsimulation erfolgte mit CRES 1.16/02 (basierend auf GEANT [Gea 93]). Zur Simulation von Protonen und Eisen wurde ein kontinuierliches Spektrum der Primärteilchen im Energiebereich zwischen $10^{14} - 10^{18} eV$ mit einem spektralen Index von -2.0 verwendet. Bei der Analyse werden die Simulationen zusätzlich mit einem Faktor $E^{-0.7}$, entsprechend dem Flussspektrum unterhalb des Knies, gewichtet. Die gleiche Gewichtung wird ebenfalls für den Bereich oberhalb des Knies verwendet.

Die Simulationen erfolgten über einen Zenitwinkelbereich von $0^\circ - 40^\circ$ und die Positionen der Schauerzentren wurden gleichmäßig über das Array auf einer Fläche von $208 \times 208 m^2$ verteilt. Jeder CORSIKA-Schauer ging dreimal mit jeweils verschieden gewürfelten Positionen des Schauerzentrums in die Detektorrekonstruktion ein. Insgesamt wurden für Protonen und Eisen jeweils ca. 1.3 Millionen Schauer simuliert. Nach den Schnitten auf die Array-Parameter bleiben für die Protonen 156 000 (Eisen 83 000) Schauer übrig, die mindestens eine Myonspur

enthalten. Aufgrund der höheren Myonmultiplizitäten von Eisen gehen nahezu gleichviele Myonspuren aus den Simulationen von Protonen (241 000) und Eisen (248 000) in die Analyse ein.

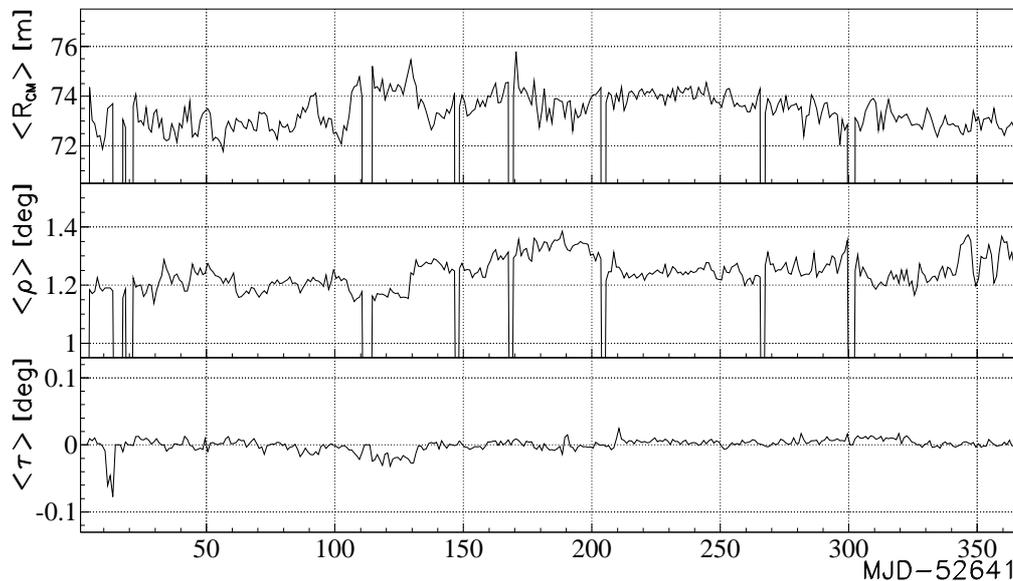


Abbildung 6.1: Zeitliche Variation des Tagesmittels des mittleren Abstands R_{CM} zwischen Schauerzentrum und Myonspur, des mittleren Radialwinkels für $0^\circ < \rho < +8^\circ$ und des mittleren Tangentialwinkels für $-4^\circ < \tau < +4^\circ$ und den Abstandsbereich von $40 - 120 m$ im Jahr 2003.

Im Gegensatz zu den Simulationen zeigen die Messungen auch zeitliche Variationen durch äußere Einflüsse, wie z.B. Druck- und Temperaturabhängigkeit der Atmosphärendicke oder im Stabilitätsverhalten des Array-Spurdetektor Systems. Abbildung 6.1 zeigt die zeitliche Variation (im Tagesmittel) des mittleren Abstands $\langle R_{CM} \rangle$ zwischen Schauerzentrum und Myonspur, des mittleren Radialwinkels $\langle \rho \rangle$ und des mittleren Tangentialwinkels $\langle \tau \rangle$ im Jahr 2003. Die entsprechende Variation im Jahr 2004 befindet sich im Anhang in Abbildung C.1. Der mittlere Abstand zwischen Schauerzentrum und Myonspur liegt ungefähr bei $74 m$ und variiert nur leicht. Da die Zahl der Myonen entsprechend der Lateralverteilung [Büt 04] mit dem Abstand zum Schauerzentrum abnimmt, befindet sich der Mittelwert näher am Schauerzentrum, wie die Mitte des untersuchten Abstandsbereichs von $40 m - 120 m$. Man sieht auch, dass der mittlere Radialwinkel während des Messzeitraums lediglich um ca. 0.2° schwankt. Der mittlere Tangentialwinkel bleibt bis auf wenige hundertstel Grad konstant. Ursache für die Variation im Laufe der Zeit stellt möglicherweise die Schichtung der Atmosphäre entlang der Schauerentwicklung dar, welche vom Druck und der Temperatur entlang der gesamten Schauerachse abhängt. Je nach Dichte der Atmo-

sphäre entwickelt sich ein Teilchenschauer höher oder tiefer und außerdem hat die Dichte einen Einfluss darauf, ob z.B. ein Pion zerfällt oder zuvor erneut mit Luftmolekülen wechselwirkt. Beim Vergleich dieser Abbildung mit dem Verlauf der Temperatur auf KASCADE Messhöhe und dem Druck in 200 m Höhe in den Abbildungen A.1 und A.1 kann jedoch keine besondere Korrelation festgestellt werden, da die Schauerentwicklung wesentlich höher stattfindet.

Die Variation des mittleren Radialwinkels zeigt einige Bereiche über mehrere Tage, an denen die Mittelwerte allesamt niedriger oder auch höher ausfallen als sonst. Dieses Verhalten lässt sich nicht auf einen Einfluss durch den gemittelten Zenit- oder Azimutwinkel der Schauerachse bzw. der Myonspur reduzieren. Diese Winkel variieren viel weniger im Laufe der Zeit. Bei intern getriggerten Messungen des Myonspurdetektors zeigt sich keine entsprechende Variation im Zeitverlauf.

Die Bedingung, dass zur Verwendung eines Teilchenschauers in der Analyse alle Cluster des Arrays an der Messung beteiligt waren, stimmt jedoch nicht ganz. Für $\langle R_{CM} \rangle$ und $\langle \rho \rangle$ zeigte sich zwischen Mitte Dezember 2003 und Mitte Februar 2004 ein Anstieg der Mittelwerte um mehrer Meter bzw. Grad. Es hat sich herausgestellt, dass in diesem Zeitraum das Cluster 2 im Südwesten des Arrays keine Daten zum Gesamtexperiment übermittelt hat, wenn es selbst unter der Triggerschwelle für ein einzelnes Cluster geblieben ist. Da Cluster 2 in diesen Fällen keine Triggersignale von anderen Clustern empfangen konnte, wurde es in der Auswertung als fehlendes Cluster gewertet. Somit wurden durch die Forderung, dass alle Cluster des Arrays zur Messung beitragen müssen, lediglich Schauer berücksichtigt, bei denen im Cluster 2 genügend Schauerteilchen detektiert worden sind, um einen internen Clustertrigger auszulösen. Dadurch wurden Schauer bevorzugt, die im Bereich dieses Clusters liegen, wodurch im Mittel die Schauerzentren weiter entfernt vom Myonspurdetektor lagen. Daher wurden in diesem Zeitraum auch Schauer zugelassen, bei denen ein Cluster im Array fehlte. Wie man in Abbildung 6.1 sieht, sehen die Mittelwerte des Abstands und Radialwinkels danach nahezu normal aus. Ein Verzicht auf die Messdaten in diesem Zeitraum zeigt keinen merklichen Einfluss auf die durchgeführten Analysen, sodass diese Daten weiterhin verwendet wurden.

6.1 Energieschwelle von Array und Myonspurdetektor

Abbildung 6.2 zeigt das aus der Simulation abgeleitete Verhältnis der Anzahl an Schauern mit gleichzeitigem Nachweis einer Myonspur im Spurdetektor (offene Symbole) und der Anzahl der insgesamt vom Array rekonstruierten Schauer in Abhängigkeit von der Schauergröße N_e für Protonen und Eisen. Zusätzlich ist der Effizienzverlauf des Arrays (volle Symbole) gezeigt, welcher bei ca. $\lg(N_e) = 3.5$ ansteigt und bei ca. $\lg(N_e) = 4.0$ nahezu jeden Teilchenschauer reproduziert. Da

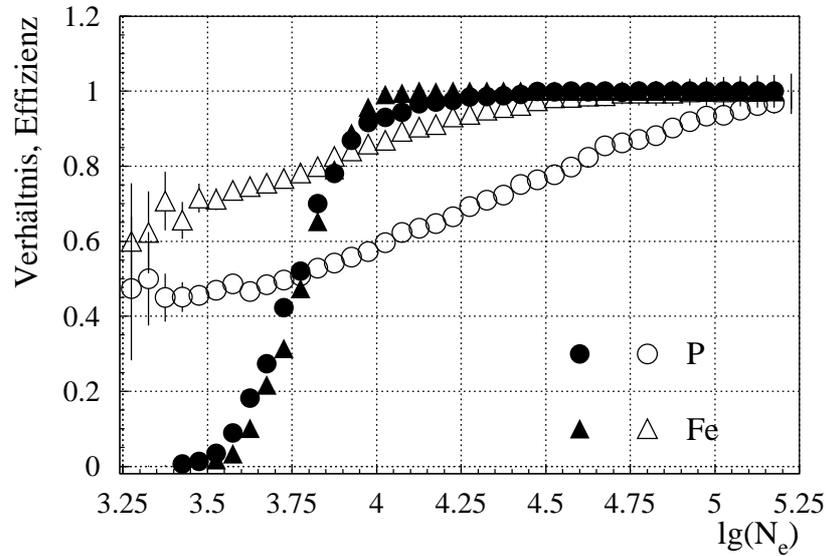


Abbildung 6.2: Verhältnis der Anzahl der Schauer mit mindestens einer Myonspur im MTD zur Anzahl aller vom Array rekonstruierten Schauer (offene Symbole) und Nachweiseffizienz des Arrays für Simulationen von Protonen und Eisen (volle Symbole, [Ulr 04]).

die schweren Schauern im Vergleich zu leichten mit gleicher Primärteilchenenergie weniger Elektronen in der Detektorebene besitzen, liegt die Energieschwelle des Arrays für Eisen höher als die für Protonen. Fordert man für die vom Array rekonstruierten Luftschauer nun noch eine Myonspur im MTD, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Myon nachgewiesen wird, aufgrund der zahlreicheren Myonen, bei Eisenschauern größer als bei Protonschauern. Während in den Eisensimulationen bei ca. $\lg(N_e) = 4.5$ nahezu in jedem Teilchenschauer eine Myonspur im MTD zu beobachten ist, ist dies bei den Protonsimulationen erst über ca. $\lg(N_e) = 5.0$ der Fall. Das Verhältnis für den Nachweis einer Myonspur muss noch mit der Nachweiseffizienz des Arrays gefaltet werden. Man sieht, dass für die wenigen Fälle bei kleinen Elektronenzahlen, in denen ein Schauer rekonstruiert wurde, die Wahrscheinlichkeit für mindestens eine nachgewiesene Myonspur im MTD bei etwa 0.5 liegt. Ist für die Triggerung und Rekonstruktion eines Teilchenschauers im Array eine gewisse räumliche Ausdehnung des Schauers notwendig, so ist für die Rekonstruktion einer Myonspur im MTD lediglich notwendig, dass ein Myon mit ausreichender Energie den Detektor durchlaufen hat und nachgewiesen werden konnte.

6.2 Abstandsbereiche

Die Untersuchung der Radialwinkel und Produktionshöhen wird im Folgenden in 2 verschiedenen Abstandsbereichen der Myonspuren vom Schauerzentrum von $40 - 80 m$ und $80 - 120 m$ durchgeführt. In Abbildung 6.3 sind für die gemeinsame Analyse von Array und Myonspurdetektor die gemessenen Verteilungen der Positionen der Schauerzentren in diesen beiden Abstandsbereichen zu sehen. Die Bingröße von $5 m$ wurde entsprechend der Rekonstruktionsgenauigkeit für die Bestimmung des Schauerzentrums gewählt (siehe Abbildung 3.3, [Mai 04]). Diese Genauigkeit entspricht jedoch einem unteren Wert bei kleinen Schauern bei $lg(N_e) = 4.0$ und wird bei größeren Schauern rasch besser. Für alle Myonen, die gleichzeitig im MTD nachgewiesen werden, kann das Zentrum eines einzelnen Teilenschauers mehrfach in die Verteilung eingehen. Im Anhang befinden sich die Verteilungen, die man für die Simulationen von Protonen (Abbildung C.2) und Eisen (Abbildung C.3) erhält. Die Verteilungen sind nahezu symmetrisch zur Nord-Südrichtung und spiegeln die Geometrie des Myonspurdetektors wider. Im kleineren Abstandsbereich ist deutlich die Lage der Mitte des Myonspurdetektors zu erkennen. Der längliche Aufbau des Detektors mit einer Breite von $5.4 m$ und einer Ausdehnung von jeweils ca. $20 m$ nach Norden und Süden vom Zentrum des Myonspurdetektors ($x = 0 m$, $y = 54.65 m$, siehe [Dol 02]) aus prägt die Struktur dieser Verteilung. In der Nähe des MTD erhält man eine ovale Fläche ohne Einträge an Schauerzentren. Während in Ost-West-Richtung der Mindestabstand von $40 m$ nahezu zu jedem Detektorturm, in dem eine Myonspur gemessen wurde, eingehalten wird, führen in der Nord-Süd-Richtung Myonspuren aus Detektortürmen, die sich an den Enden des Tunnels befinden, zu Schauerzentren, die näher am Zentrum des Myonspurdetektors liegen. Da der Mindestabstand der Myonen von $40 m$ zur Schauerachse ziemlich genau der länglichen Ausdehnung des Myonspurdetektors entspricht, gibt die freie Fläche ziemlich präzise die Position des MTD in der y-Richtung wieder.

Man sieht deutlich, dass sich eine Anhäufung der Schauerzentren östlich und westlich des Myonspurdetektors ergibt. Nördlich stößt man an die Grenze des KASCADE-Arrays und in südlicher Richtung wird die Häufigkeit an Schauerzentren geringer, da sie sich entsprechend der länglichen Struktur des Myonspurdetektors über einen größeren Abstandsbereich verteilen. Analog dazu kann man sich die Positionen der 2 Reihen mit jeweils 8 Detektorteleskopen quasi als Punktquellen vorstellen, deren einzelne Verteilungen der Schauerzentren sich überlagern. Eine leichte Asymmetrie ist möglicherweise auf statistische Effekte, bzw. Unterschiede in der Effizienz der einzelnen Detektortürme zurückzuführen. Auch eine ungleichmäßige Verteilung der Schauerzentren über die Arrayfläche kann nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Westlich vom Zentrum des Arrays liegen etwas mehr Schauerzentren, als östlich vom Zentrum. Diese Asymmetrie im Abstandsbereich von $40 - 80 m$ deutet auf eine Abweichung der Nordrichtung des KASCADE-Experimentes von der tatsächlichen geomagnetischen Nordrichtung

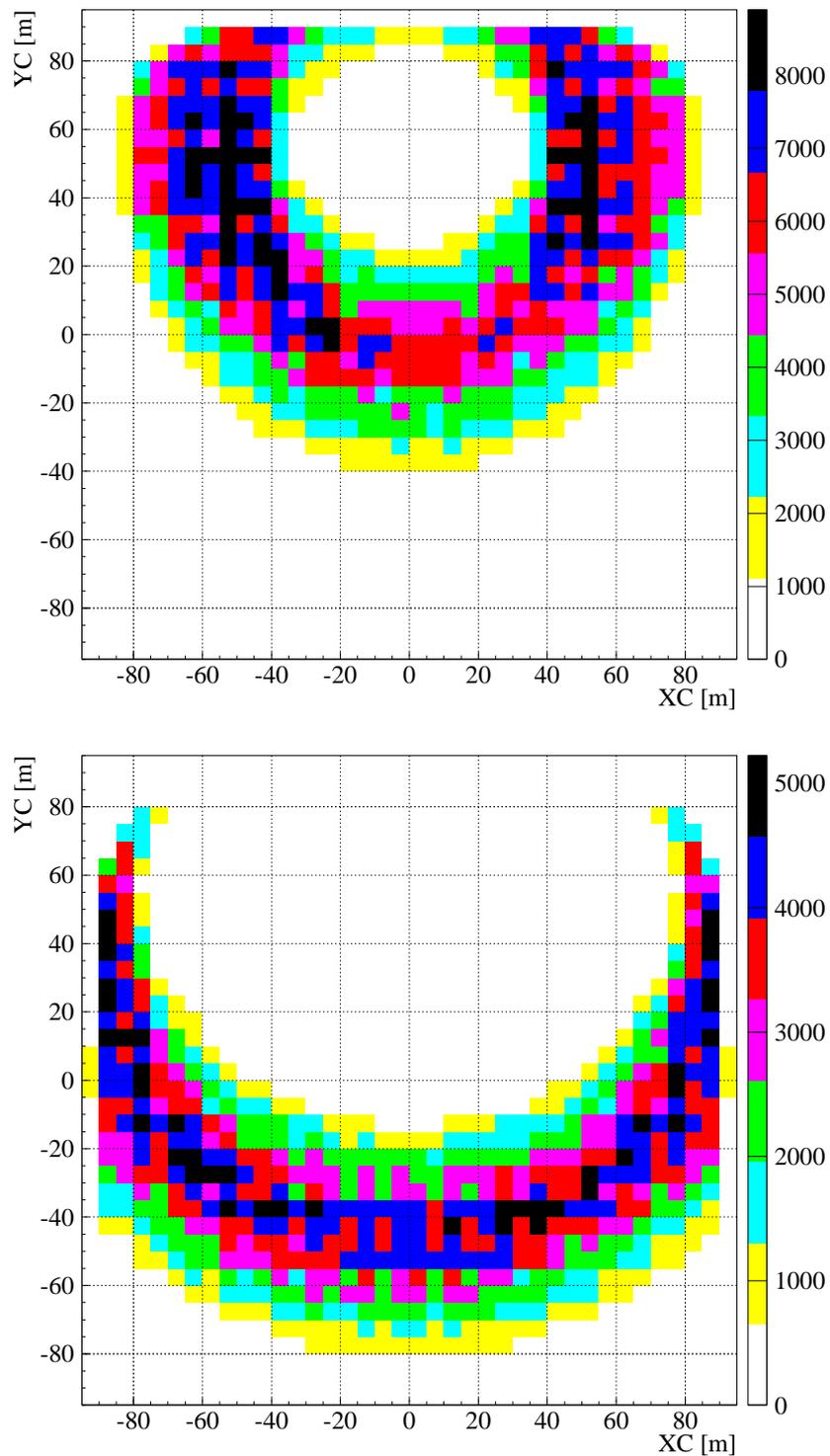


Abbildung 6.3: Verteilung der Schauerzentren im Array-Koordinatensystem in der gemeinsamen Array-MTD Analyse für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten) für Daten. Norden liegt um 14.9° nach Osten gegen das Array-Koordinatensystem verdreht.

hin. Da die Verteilung von niederenergetischen Myonen nahe der Energieschwelle des Myonspurdetektors dominiert wird, kann ein Einfluss des Erdmagnetfeldes und damit verbunden einer Asymmetrie zwischen μ^+ und μ^- in Ost-West-Richtung nicht ausgeschlossen werden. Unabhängige Messungen zeigen, dass bei geringen Myonenergien ca. 5% mehr μ^+ aus dem Westen als aus dem Osten kommen, während die Zahl der μ^- aus West und Ost ungefähr gleich groß ist [Tok 01]. Insgesamt beobachtet man mehr μ^+ als μ^- in den Teilchenschauern, da nach Gleichung 2.15 die Zahl der Protonen, welche entsprechend ihrer Valenzquarks mehr π^+ als π^- erzeugen, größer als die der Neutronen ist. Dadurch wird der Quellterm des Myonflusses für μ^+ (Gleichung 2.20) größer als für μ^- . Die Schauercore-Verteilungen der Simulationen zeigen keine besondere Struktur und verlaufen relativ gleichmäßig.

Im größeren Abstandsbereich von 80 – 120 m liegen die Schauerzentren selbst nicht mehr im Bereich des Myonspurdetektors, weshalb die Verteilung homogener wirkt. Begrenzend kommt hinzu, dass nur Schauer verwendet werden, deren Schauerzentren entsprechend Gleichung 6.1 innerhalb von ca. 91 m vom Zentrum des Arrays liegen.

Kapitel 7

Radialwinkel

Im Schauerkoordinatensystem, in welchem die z-Koordinate parallel zur Schauerachse orientiert ist, bezeichnet man den Winkel zwischen der Projektion einer Myonspur auf die Radialebene und der Schauerachse als Radialwinkel ρ (siehe Kapitel 5.5). Er hängt im wesentlichen vom Transversalimpuls der Myonen bzw. der Pionen als deren Ursprungsteilchen ab. Infolge von Streuung, Detektorauflösung und der Erzeugung der Myonen abseits der Schauerachse tritt zusätzlich der Tangentialwinkel τ auf. Ohne diese Effekte würden sonst die Myonspuren lediglich in der Radialebene verlaufen. Daher muss zu einer Analyse der Myonimpulse neben ρ auch τ berücksichtigt werden [Zab 04]. Durch die Einführung dieser beiden Relativwinkel wird im Grunde der Raumwinkel, den die Myonspur zur Schauerachse einschließt, zum einen in die Radialebene und zum anderen in die Tangentialebene transformiert. ρ ist ein Maß für die Ablenkung von der Schauerachse, wird also eher vom Transversalimpuls geprägt. τ hingegen beschreibt, wie stark ein Myon aus seiner ursprünglichen Richtung herausgestreut wurde und gibt damit die Unsicherheit für den Radialwinkel wieder. Folglich ergibt sich für τ eine symmetrische gaußförmige Verteilung um Null Grad, wie bereits in Kapitel 5.6 beschrieben.

Der Radialwinkel der Myonen ist über den Abstand zur Schauerachse direkt mit der Höhe korreliert, in der die Myonen erzeugt wurden. Myonen, die hoch in der Atmosphäre erzeugt werden, aber denselben Radialwinkel zwischen Schauerachse und Myonspur besitzen wie Myonen, die tiefer erzeugt werden, werden am Beobachtungsniveau in größeren Abständen zum Schauerzentrum detektiert. Umgekehrt gilt infolge der Triangulation der Myonspuren, dass Myonen, die im selben Abstand zum Schauerzentrum nachgewiesen werden, bei kleinerem ρ aus größeren Höhen stammen müssen. Geht man von der gleichen Produktionshöhe der Myonen aus, so gilt anhand der Definition des Radialwinkels leicht anschaulich, dass mit zunehmendem ρ der Abstand der Myonen zum Schauerzentrum zunimmt.

Abbildung 7.1 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Radialwinkel aller Spuren der Myonen in einem Schauer zwischen $-1^\circ < \rho < +5^\circ$, die in der Schauerebene

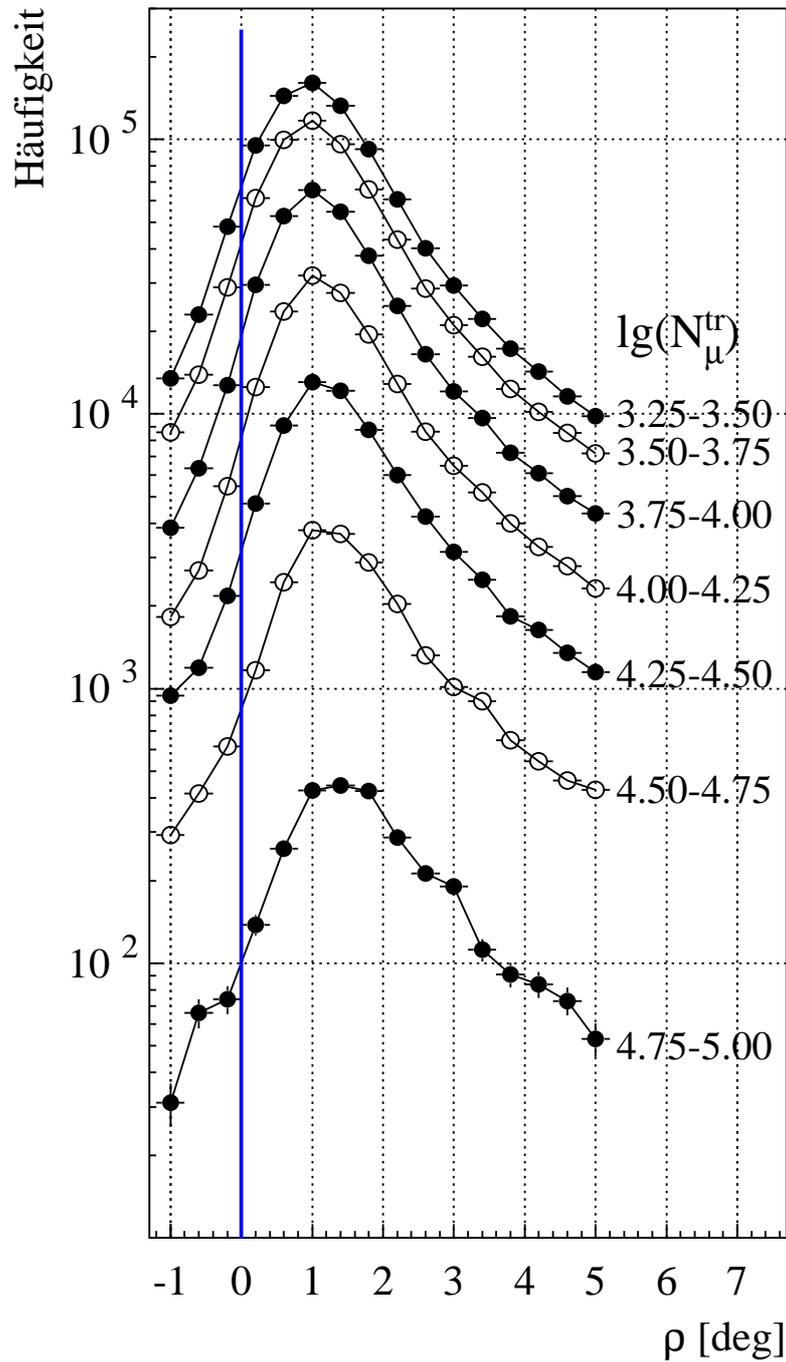


Abbildung 7.1: Radialwinkelverteilungen für verschiedene $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle im untersuchten Zeitraum (01/03 – 11/04), $40\text{ m} < R_{CM} < 120\text{ m}$. Mit zunehmender Schauerenergie nimmt die Häufigkeit der Myonen ab und der mittlere Radialwinkel zu.

im Abstandsbereich zwischen 40 m und 120 m zum Schauerzentrum nachgewiesen wurden. Der Abstand R_{CM} der Myonen zum Schauerzentrum wird dabei im Schauerkoordinatensystem bestimmt. Es wurden Schauer mit einem Zenitwinkel $\Theta_S < 30^\circ$ verwendet. Das Binning von $\Delta\rho = 0.4^\circ$ in Abbildung 7.1 wurde so gewählt, dass es ungefähr der Winkelauflösung von ρ (siehe Kapitel 5.6) entspricht. Die Abbildung lässt einen Vergleich der auftretenden Häufigkeiten der Radialwinkel für verschiedene $lg(N_\mu^{tr})$ -Bereiche im untersuchten Zeitraum von Anfang Januar 2003 bis Ende November 2004 zu. Der Unterschied in den Häufigkeiten der Radialwinkel nimmt analog zum steil abfallenden Primärteilchenspektrum mit zunehmendem $lg(N_\mu^{tr})$ immer mehr zu. Allerdings nimmt gleichzeitig die Multiplizität der pro Schauer erzeugten und im Myonspurdetektor im Mittel nachgewiesenen Myonen zu, weshalb die Häufigkeit der Myonspuren geringer mit der Energie abfällt als das Primärteilchenspektrum. Zur deutlicheren Darstellung der Radialwinkelverteilungen sind die Symbole durch eine Linie verbunden.

Da Primärteilchen mit zunehmender Energie immer tiefer in die Erdatmosphäre eindringen und die Myonen dadurch im Mittel in geringeren Höhen entstehen, verschiebt sich die Radialwinkelverteilung mit zunehmender Schauerenergie zu größeren Radialwinkeln, d. h. die Maxima wandern mit zunehmender Myonzahl $lg(N_\mu^{tr})$ zu größeren Radialwinkeln. Entsprechend der Lateralverteilung [Büt 04] ist die Myondichte am Schauerzentrum am größten, was zu einem Maximum in der Häufigkeitsverteilung der Myonen bei einem Radialwinkel von 0° führen würde. Dem wirkt jedoch entgegen, dass die Nachweisfläche radial mit dem Abstand zum Schauerzentrum zunimmt und dass in Abbildung 7.1 lediglich Myonen ab einem Abstand von 40 m berücksichtigt werden.

In den gezeigten Verteilungen sind Streuung in der Atmosphäre und im Absorber des Detektors enthalten. Einen Beitrag dazu stellt auch die Auflösung des Spurdetektors dar. Durch die verbesserte Auflösung erhält man engere Radialwinkelverteilungen, wie in Abbildung 5.16 zu sehen war. Negative Radialwinkel erhält man, indem ein Myon zur Schauerachse hin gestreut wird und dadurch in der Schauerebene von der Schauerachse weg zeigt. In diesen Fällen liegt der Schnittpunkt der Myonen mit der Schauerachse in der Radialebene bei negativen Produktionshöhen. Zudem kann ebenfalls die Unsicherheit in der Rekonstruktion der Myonrichtung und der Schauerachse dazu führen, dass Myonen, die unter einem sehr kleinen Radialwinkel entstanden sind, mit einem negativen Radialwinkel detektiert werden. Doch gerade Myonen mit sehr kleinen Radialwinkeln werden hauptsächlich in großen Höhen während den ersten Wechselwirkungen erzeugt und sind daher für die Bestimmung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung besonders wertvoll. Was die Verteilungen der Myonproduktionshöhen betrifft, sind, wie man später sehen wird, die Einträge bei großen Höhen für die Mittelwertbildung in diesen Verteilungen wichtig, siehe Kapitel 8.1.2.

7.1 Vergleich Daten - Simulationen

Durch seine Korrelation mit der Produktionshöhe bzw. mit dem Transversalimpuls der Myonen stellt der Radialwinkel eine besonders wertvolle Observable der Teilchenschauer dar. Anders als die sonstigen Schauerobservablen, welche, abgesehen vom Age-Parameter, lediglich Informationen wie Teilchendichten über die Schauer am Erdboden liefern, liefert ρ eine Information über die longitudinale Entwicklung der Teilchenschauer. Daher bietet sich der Radialwinkel sowie die Produktionshöhe der Myonen (siehe Kapitel 8) besonders dazu an, die bestehenden Wechselwirkungsmodelle zu testen. Unter der Annahme einer vollständigen Simulation der Entwicklung der Teilchenschauer in der Atmosphäre und einer vollständigen Simulation der möglichen Wechselwirkungen der Sekundärteilchen im Detektor sollten sich die gemessenen Daten mit den Simulationen vergleichen lassen. Anhand der Simulationen sollte sich auch die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung aus leichten und schweren Primärteilchen ermitteln lassen. Zumindest ermöglicht ein Vergleich zwischen Messung und Simulationen eine Aussage über mögliche Abweichungen in der Schauerberechnung, in der Detektorsimulation oder in der Qualität der verwendeten Wechselwirkungsmodelle. Um die Ergebnisse der Messungen mit den Simulationen zu vergleichen, wurden die Verteilungen der Radialwinkel, die mittleren Radialwinkel sowie die Radialwinkel in Abhängigkeit vom Abstand der Myonspuren zum Schauerzentrum untersucht. Die Beobachtungen werden in den folgenden Abschnitten präsentiert.

7.1.1 Radialwinkelverteilungen

Zum Vergleich der Messung mit den Simulationen sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 die Verteilungen der Radialwinkel der Messdaten mit den Verteilungen für Proton- (P) und Eisensimulationen (Fe) für 3 verschiedene Myonzahlintervalle und die Abstandsbereiche von $40 - 80\text{ m}$ bzw. $80 - 120\text{ m}$ gezeigt. Wegen den unterschiedlichen Datenmengen infolge der begrenzten Anzahl an simulierten Schauern wurden die Verteilungen für Werte von $-2^\circ < \rho < +8^\circ$ in diesem Bereich auf den Flächeninhalt 1 normiert. Die statistischen Fehler der Verteilungen sind weitestgehend kleiner als die Größe der Symbole. Da die Primärteilchen der kosmischen Strahlung aus Kernen der Elemente zwischen Wasserstoff und Eisen bestehen, wäre zu erwarten, dass sich die Messdaten durch eine Überlagerung der Verteilungen der für leichte und schwere Primärteilchen repräsentativen Simulationen beschreiben lassen. Wie bereits in Kapitel 2.4 dargestellt, unterscheidet sich die Schauerentwicklung für leichte und schwere Kerne. Es ist jedoch zu sehen, dass die Verteilungen der Simulationen im Vergleich zu den Daten durchgehend zu niedrigeren ρ -Werten verschoben sind. Die Verschiebung ist dabei unabhängig vom Bereich der Normierung und wird auch bei Verteilungen beobachtet, die z. B. größere Radialwinkel berücksichtigen oder auf negative ρ verzichten.

Sowohl Daten als auch Simulationen zeigen eine Verschiebung zu größeren ρ -

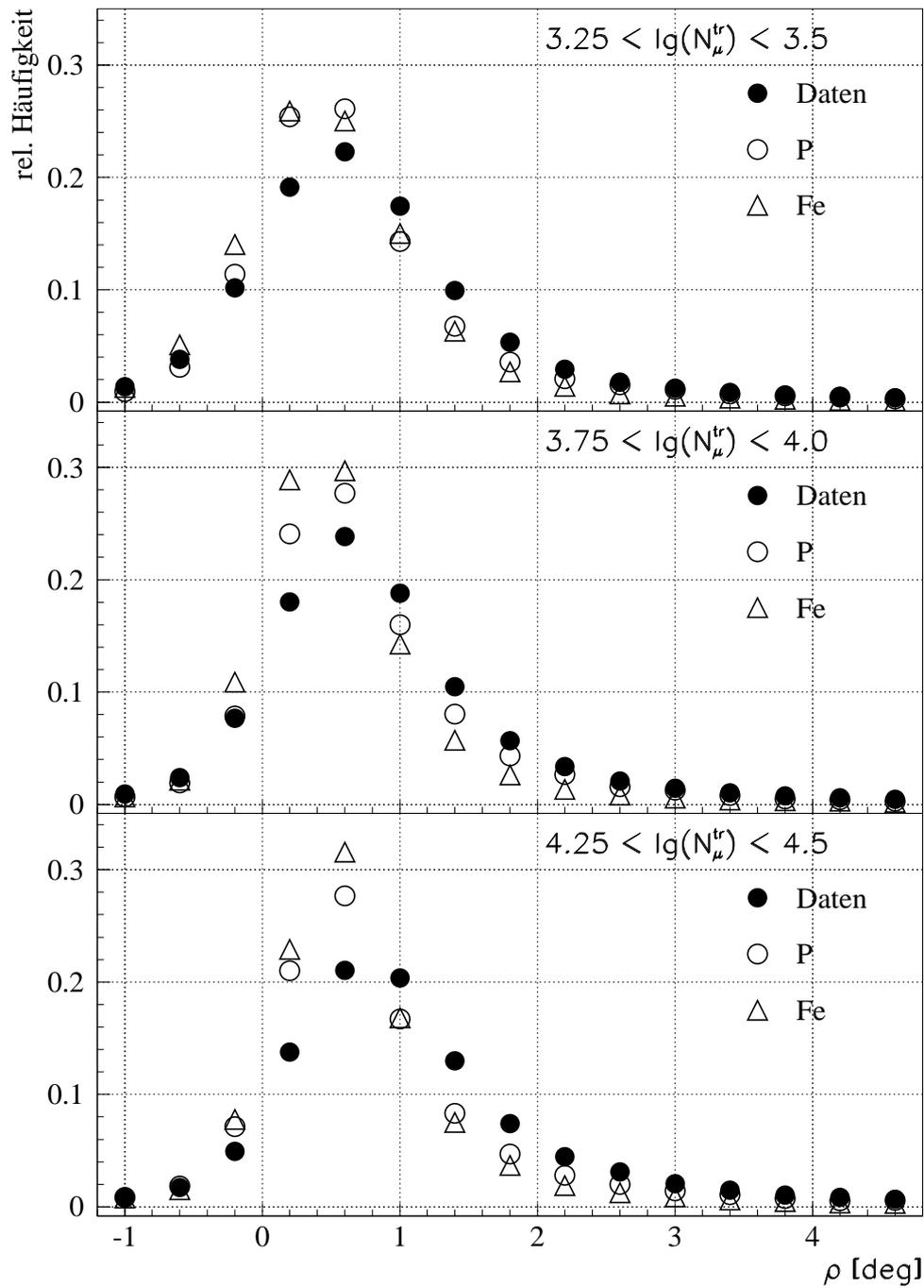


Abbildung 7.2: Radialwinkelverteilungen für den Abstandsbereich von 40 – 80 m für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und Simulationen.

Werten mit zunehmendem $lg(N_\mu^{tr})$ als Parameter für die Primärteilchenenergie, was zudem eine Abnahme des Anteils an negativen ρ zur Folge hat. Man kann beobachten, dass sich die Position des Maximums der Verteilungen infolge des tieferen Eindringens der energiereicheren Primärteilchen in die Atmosphäre nach rechts verschiebt. Jedoch verbreitert sich die Verteilung der Daten im Vergleich zu den Simulationen stärker zu höheren ρ -Werten und wird dabei relativ zu diesen flacher.

Vergleicht man die Simulationen für Proton- und Eisenschauern miteinander, so fällt auf, dass Myonen aus Teilenschauern, die durch Eisenkerne ausgelöst werden, unter kleineren Radialwinkeln detektiert werden als Myonen aus Protonschauern. Dies erkennt man daran, dass bei den kleinen ρ -Werten die Symbole für Myonen aus Eisenschauern über denen der Protonschauer liegen und diese somit einen stärkeren Anteil bei diesen kleinen ρ -Werten besitzen. Mit zunehmendem ρ nimmt die Häufigkeit der Protonen zu und ihr Anteil bei einem bestimmten ρ übersteigt den von Eisen. Die relativen Häufigkeiten in den Abbildungen 7.2 und 7.3 geben die prozentualen Wahrscheinlichkeiten an, mit denen ein bestimmter Radialwinkel auftritt. Betrachtet man die 3 $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle, so ist zu erkennen, dass der Radialwinkel, an dem die Wahrscheinlichkeit für Protonen und Eisen gleich groß ist, mit zunehmender Myonzahl anwächst. Dies lässt sich mit dem allgemeinen Anwachsen des Radialwinkels für ansteigende Primärteilchenenergien erklären. Jedoch erstrecken sich zudem die Protonenverteilungen zu größeren Radialwinkeln und verlaufen daher flacher als die Eisenverteilungen. Dies wird mit zunehmendem $lg(N_\mu^{tr})$ deutlicher. Man kann es auch daran erkennen, dass sich der Schnittpunkt gleicher Wahrscheinlichkeit nicht nur zu größeren ρ -Werten bewegt, sondern sich auch immer weiter vom Maximum der Verteilungen entfernt.

Die Unterschiede zwischen den Proton- und Eisenverteilungen folgen aus der unterschiedlichen Eindringtiefe von leichten und schweren Primärteilchen. Um in den vorgegebenen Abstandsbereichen nachgewiesen zu werden, müssen die Myonen aus Eisenschauern, die sich höher in der Atmosphäre entwickeln, kleinere Radialwinkel besitzen als solche, die aus Protonschauern stammen.

Betrachtet man die Verteilung der Daten als eine Überlagerung der Kerne mit einer Masse zwischen Protonen und Eisen, so folgt aus dem Vergleich der beiden Simulationen, dass die schweren Primärteilchen die Verteilung der Daten bei kleinen ρ prägt, während die leichten Primärteilchen die Ausläufer zu großen ρ dominieren. Wie zu erkennen ist, lässt sich die Verteilung der Daten jedoch nicht konsistent durch eine Überlagerung der beiden Simulationen rekonstruieren, da die Simulationen insgesamt mehr kleine Radialwinkel liefern. Eine Beschreibung der Ausläufer zu großen ρ ist ebenfalls nicht gewährleistet. Dazu müssten die Protonsimulationen bei kleinen Radialwinkeln anfangs unter den Datenpunkten liegen und später mit ansteigenden ρ über den Datenpunkten zu liegen kommen.

Vergleicht man die Verteilungen der beiden untersuchten Abstandsbereiche miteinander, so ist die Form und das beschriebene Verhalten der Verteilungen zueinander ähnlich. Man sieht aber, dass die Verteilungen im Abstandsbereich

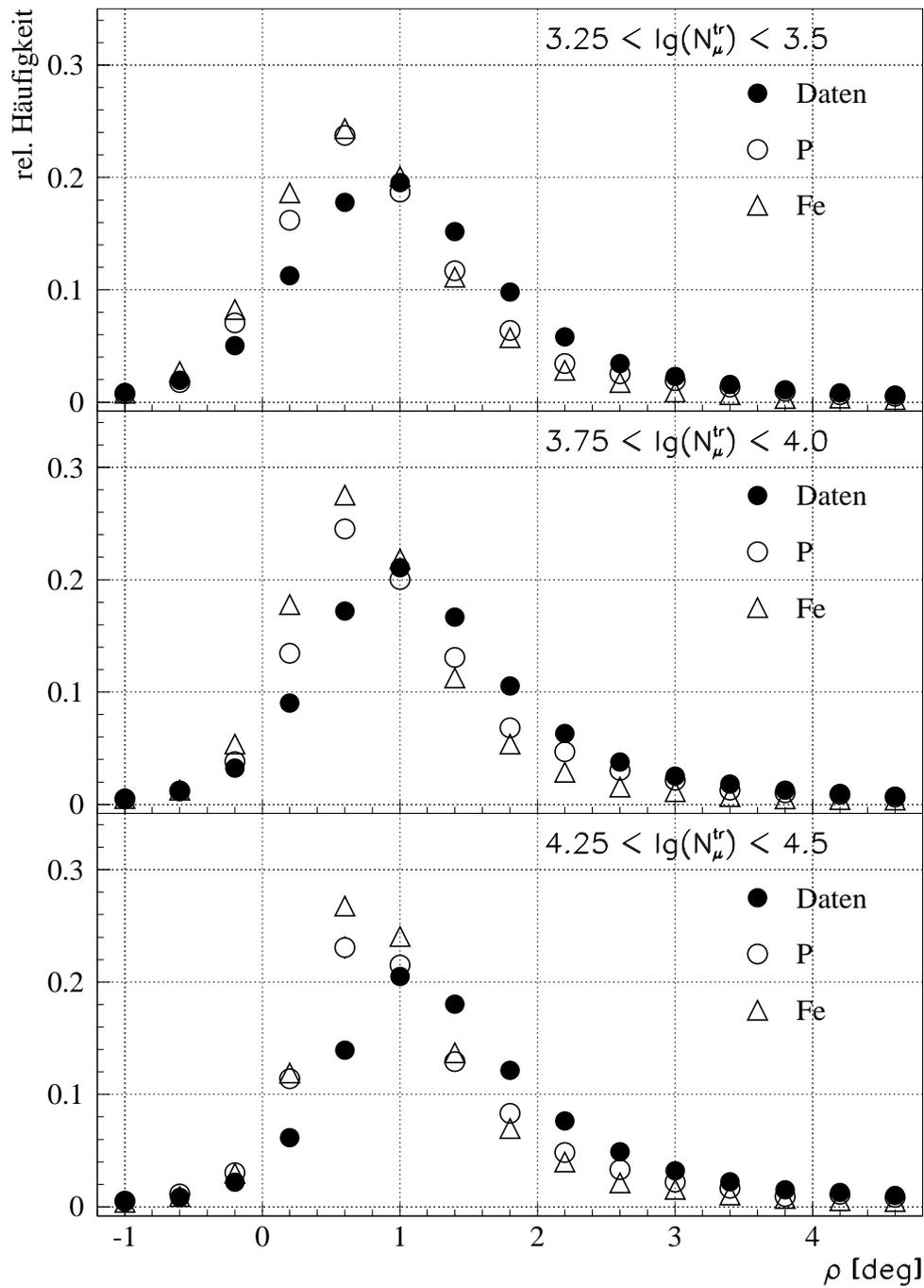


Abbildung 7.3: Radialwinkelverteilungen für den Abstandsbereich von 80 – 120 m für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und Simulationen.

von $80 - 120\text{ m}$ auch bei höheren Radialwinkeln liegen, als die Verteilungen für den Abstandsbereich von $40 - 80\text{ m}$. Da diese Myonen weiter entfernt vom Schauerzentrum detektiert werden, müssen sie folglich unter einem größeren Winkel die Schauerachse verlassen. Dies hat zusätzlich zur Folge, dass die Verteilungen im weiter entfernten Abstandsbereich breiter werden.

7.1.2 Mittlere Radialwinkel

Um das Verhalten der Radialwinkel mit zunehmender Myonzahl $lg(N_\mu^{tr})$ näher zu untersuchen, kann man die Mittelwerte von ρ aus den Abbildungen 7.2 und 7.3 ermitteln. Abbildung 7.4 zeigt die entsprechenden mittleren Radialwinkel, die aus den ρ -Verteilungen in den beiden Abstandsbereichen ermittelt wurden, hier allerdings für ρ -Werte zwischen 0° und 8° . Im oberen Bild für den Abstandsbereich von $40 - 80\text{ m}$ fehlen die Ergebnisse im letzten $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervall von $4.75 - 5.0$, da hier die Qualität Q^2 nach Gleichung 4.5 der rekonstruierbaren Myonen schlechter wird. Bei hochenergetischen Schauern ist die Teilchendichte im Myonspurdetektor nahe am Schauerzentrum so hoch, dass der Spurfindungsalgorithmus nur schwer einzelne Myonspuren rekonstruieren kann. Durch die Vielzahl an Schauerelektronen, die den Absorber durchdringen, Myonen und der im Absorber erzeugten δ -Elektronen sprechen in diesem Abstandsbereich viele verschiedene Streamertubes und Influenzstreifen an, die zu gemeinsamen Clustern verschmelzen. Da eine in einer Streamertube erzeugte Ladungswolke ein Signal in mehreren Streifen influenziert und die Clustermitte als Ladungsschwerpunkt zur Ortsbestimmung durch die Streifen verwendet wird, führen große Clusterbreiten dazu, dass verschiedene Spuren nicht mehr voneinander getrennt werden können. In Zukunft muss der Spurfindungsalgorithmus derart modifiziert werden, dass bei hohen Teilchendichten einzelne Cluster der Streamertubes bzw. der Influenzstreifen aufgeteilt werden und verschiedenen Myonspuren zugeordnet werden können. Dieser Dichte-Effekt dehnt sich mit zunehmender Schauerenergie E_0 zu größeren Abständen vom Schauerzentrum aus. Im vorherigen $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervall kann dies bereits zu etwas höheren mittleren Radialwinkeln führen, da ebenfalls Myonen mit kleinen Abständen unterrepräsentiert sind. In der Abbildung für den Abstandsbereich von $80 - 120\text{ m}$ tritt dieser Effekt nicht auf, da die Teilchendichten bei Abständen über 70 m stets klein genug sind. Daher kann dieser Dichteeffekt nicht die Erklärung für die Unterschiede zwischen den Daten und Simulationen liefern, da im Abstandsbereich von $80 - 120\text{ m}$ dieselben Unterschiede auftreten. Bei den niedrigeren $lg(N_\mu^{tr})$ -Werten ist ein Defizit an Myonspuren nahe der Schauerachse nicht beobachtbar.

In simulierten Schauern können die Myonspuren selbst bei hohen Teilchendichten rekonstruiert werden, weshalb im Myonspurdetektor in den Simulationen im Mittel mehr Myonen pro Teilchenschauer nachgewiesen werden als in den Daten. Möglicherweise werden im Absorber erzeugte niederenergetische Teilchen, vorwiegend δ -Elektronen, in den Simulationen nicht ausreichend berück-

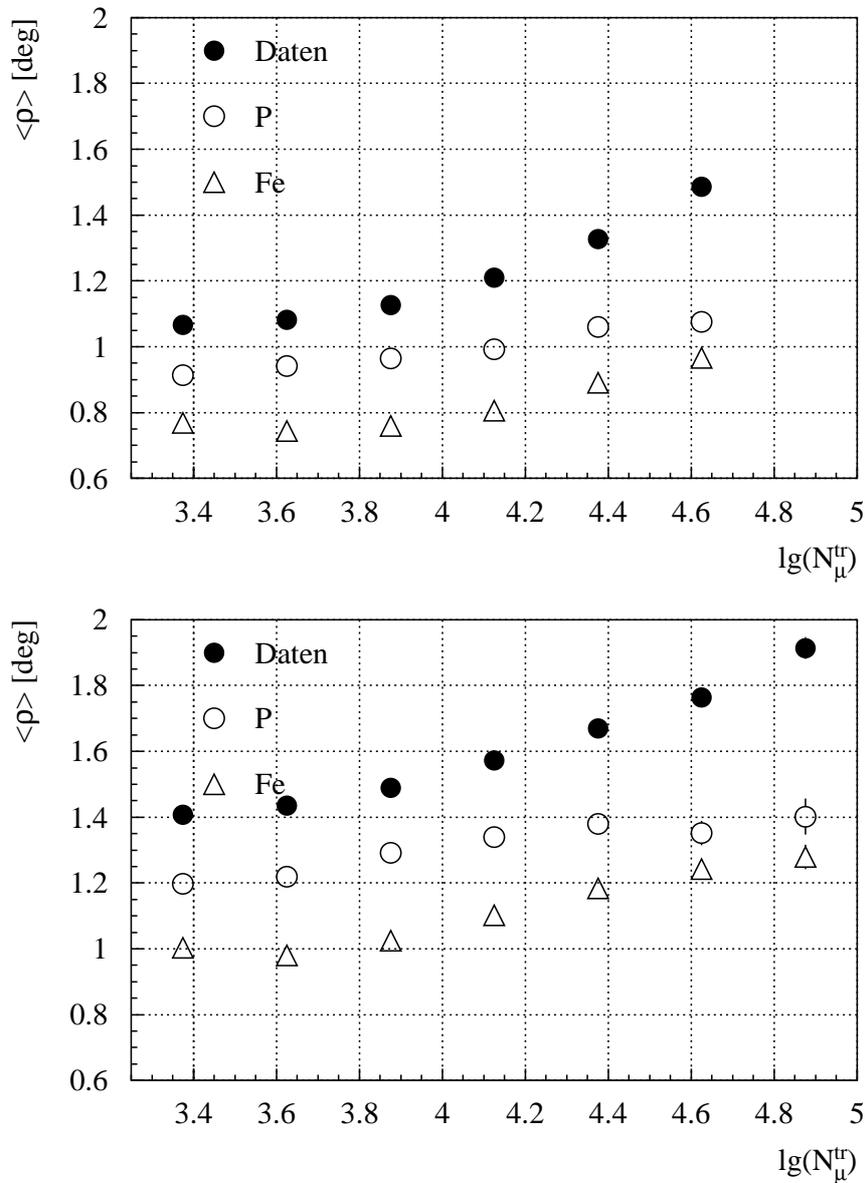


Abbildung 7.4: Mittlere Radialwinkel für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten). Vergleich von Daten und Simulationen.

sichtigt, bzw. im Detektor zu kleine Clusterbreiten simuliert. Bei der Messung kann speziell in den Fällen, in denen in einem Detektorturm gleichzeitig sehr viele Teilchendurchgänge und damit Detektorsignale auftreten, in der Elektronik ein Übersprechen der Signale von einem Streamer- oder Influenzstreifenkanal auf den anderen nicht ausgeschlossen werden. Im Extremfall kann es passieren, dass nahezu alle Auslesekanäle des betroffenen Turms des MTD ein Signal liefern,

wodurch einzelne Spuren nicht mehr voneinander unterschieden werden können. In den Simulationen tritt ein gleichzeitiges Ansprechen sehr vieler Auslesekanäle kaum auf.

Wie bereits bei den Radialwinkelverteilungen angesprochen dringen die Schauer mit zunehmender Primärteilchenenergie tiefer in die Atmosphäre ein und entwickeln sich somit immer näher am Erdboden. Daher stammen die Myonen im Mittel auch immer mehr aus niedrigeren Höhen. Dies führt wiederum zu einer Zunahme der mittleren Radialwinkel. Der Anstieg von $\langle \rho \rangle$ der Daten mit zunehmendem $\lg(N_\mu^{tr})$ ist in beiden Abstandsbereichen vergleichbar, wobei die Werte der weiter entfernt nachgewiesenen Myonen um ca. 0.3° - 0.4° höher liegen.

In den Abbildungen 7.4 ist zu erkennen, dass sowohl die mittleren Radialwinkel der Proton- als auch die der Eisensimulationen vollständig unter denen der Daten liegen. Zu erwarten wäre, dass die Werte der Daten zwischen denen der Simulationen liegen. Geht man von einer Zusammensetzung der kosmischen Strahlung aus, die bei kleinen Energien vorwiegend aus leichten Teilchen besteht und mit zunehmender Energie immer mehr von schweren Teilchen dominiert wird [Ulr 04], so würde man für die Daten ein Verhalten erwarten, das anfangs nahe bei den Protonen liegt und sich dann zum Eisen hin verschiebt. Vergleicht man jedoch den Anstieg der Daten für zunehmende Schauerenergien mit dem der Simulationen, so fällt auf, dass eher der gegenteilige Effekt der Fall ist. So müssten die Simulationen steiler als die Daten ansteigen, um einen Übergang in der Zusammensetzung zu schwereren Primärteilchen zu beschreiben.

Die Kurve für die mittleren Radialwinkel der Protonen verläuft zudem flacher als die von Eisen, was zu einem Annähern der Werte und einem geringer werdenden Unterschied zwischen den beiden Primärteilchen führt. Mit einer Zunahme der Primärteilchenenergie ist zu beobachten, dass die mittleren Radialwinkel der Daten zunehmend schlechter durch die Simulationen beschrieben werden, der Anstieg von $\langle \rho \rangle$ der Simulationen fällt im Vergleich zu den Daten zu gering aus.

Während die mittleren Radialwinkel in den Eisensimulationen jeweils in den ersten zwei Intervallen sogar geringfügig kleiner werden, scheinen die Protonsimulationen in den letzten beiden abzufallen. Beim Eisen dürften die anfangs kleiner werdenden $\langle \rho \rangle$ von der höheren Energieschwelle des Arrays für schwerere Primärteilchen herrühren (siehe Abbildung 6.2). Aufgrund der geringeren Elektronenzahl der Eisenschauer am Beobachtungsniveau im Vergleich zu Protonschauern werden nicht alle Eisenschauer rekonstruiert. Lediglich die Schauer, die zu großen Eindringtiefen fluktuieren, werden nachgewiesen, wobei diese Schauer folglich auch Myonen mit größeren Radialwinkeln liefern. Bei den Protonen scheinen bei den hohen Myonzahlen infolge des tiefen Eindringens in die Atmosphäre Myonen, die mit großen Radialwinkeln rekonstruiert werden, zu fehlen. Das Verhalten des Unterschieds zwischen der Messung und den Simulationen in unterschiedlichen Abständen zum Schauerzentrum wird im nächsten Abschnitt deutlicher. Aber bereits hier ist beim weiter entfernten Abstandsbereich eine deut-

lichere Abweichung der Simulationen von den Daten erkennbar.

7.1.3 Abstandsabhängigkeit des Radialwinkels

Der Radialwinkel ist ein Maß für den Ablenkwinkel der Myonspur von der Schauerachse und wird durch $\rho \propto p_t/p_{||}$, dem Verhältnis zwischen Transversal- und Longitudinalimpuls des Teilchens bestimmt. In die Rekonstruktion des Impulsverhältnisses geht jedoch, wie bereits gleich zu Anfang dieses Kapitels erwähnt, zusätzlich noch der Tangentialwinkel ein. Hält man den Radialwinkel fest, so hängt der Abstand zum Schauerzentrum, bei dem ein Myon rekonstruiert wird, von der Produktionshöhe des Myons ab. Je weiter entfernt ein Myon beobachtet wird, desto höher ist es in der Atmosphäre erzeugt worden. Allerdings hat man es tatsächlich mit einer breiten Verteilung der Impulsverhältnisse zu tun, was unterschiedlichen Radialwinkeln entspricht. Zusätzlich kommt hinzu, dass die Myonen bei Wechselwirkungen entlang der gesamten Schauerachse in unterschiedlichen Höhen erzeugt werden. Somit ist die ρ -Verteilung, die sich am Erdboden ergibt, eine Überlagerung aus Myonen mit verschiedenen Ablenkwinkeln von der Schauerachse aus unterschiedlichen Produktionshöhen. Neben dieser Faltung der Impulsverhältnisse der Myonen bei einer individuellen Wechselwirkung mit der longitudinalen Schauerentwicklung müssen zudem die verschiedenen auftretenden Teilchenenergien und damit unterschiedliche Eindringtiefen der Primärteilchen berücksichtigt werden.

Untersucht man den mittleren Radialwinkel für $0^\circ < \rho < +8^\circ$ in Abhängigkeit vom Abstand R_{CM} der Myonspur zum Schauerzentrum, so erhält man den in Abbildung 7.5 gezeigten nahezu linearen Zusammenhang zwischen den mittleren Radialwinkeln und dem Abstand. Die mittleren Produktionshöhen, aus denen die Myonen stammen, scheinen über den betrachteten Abstandsbereich nur wenig zu variieren. Daher sind Myonen, die bei einem großen Abstand zum Schauerzentrum nachgewiesen werden mit einem großen Radialwinkel verbunden. Analog dazu besitzen Myonen, die nahe am Schauerzentrum rekonstruiert werden im Mittel kleinere Radialwinkel.

Die Abbildung zeigt erneut, dass die Messdaten größere Radialwinkel liefern als dies in den Simulationen der Fall ist. Auch in dieser Darstellung nimmt der Unterschied zwischen Daten und Simulationen mit der Myonzahl $lg(N_\mu^{tr})$ zu. Der Unterschied nimmt jedoch zusätzlich mit größer werdendem Abstand zur Schauerachse zu. In den Simulationen scheinen mit zunehmendem R_{CM} immer mehr Myonen mit großen ρ zu fehlen oder umgekehrt zu viele mit kleinem ρ beizutragen. Als Erklärung für die Unterschiede zwischen Messung und Simulationen sind ebenfalls Detektoreffekte vorstellbar. Betrachtet man z. B. in den Abbildungen 6.3 die Verteilungen der Schauerzentren, so wird ersichtlich, dass bei sehr großen R_{CM} vermehrt Schauerzentren beitragen, die sich genau südlich vom MTD befinden. Somit könnte eine Verkippung des MTD in Nord-Süd-Richtung im Vergleich zum Array systematisch größere Radialwinkel liefern und auch die beobachtbare

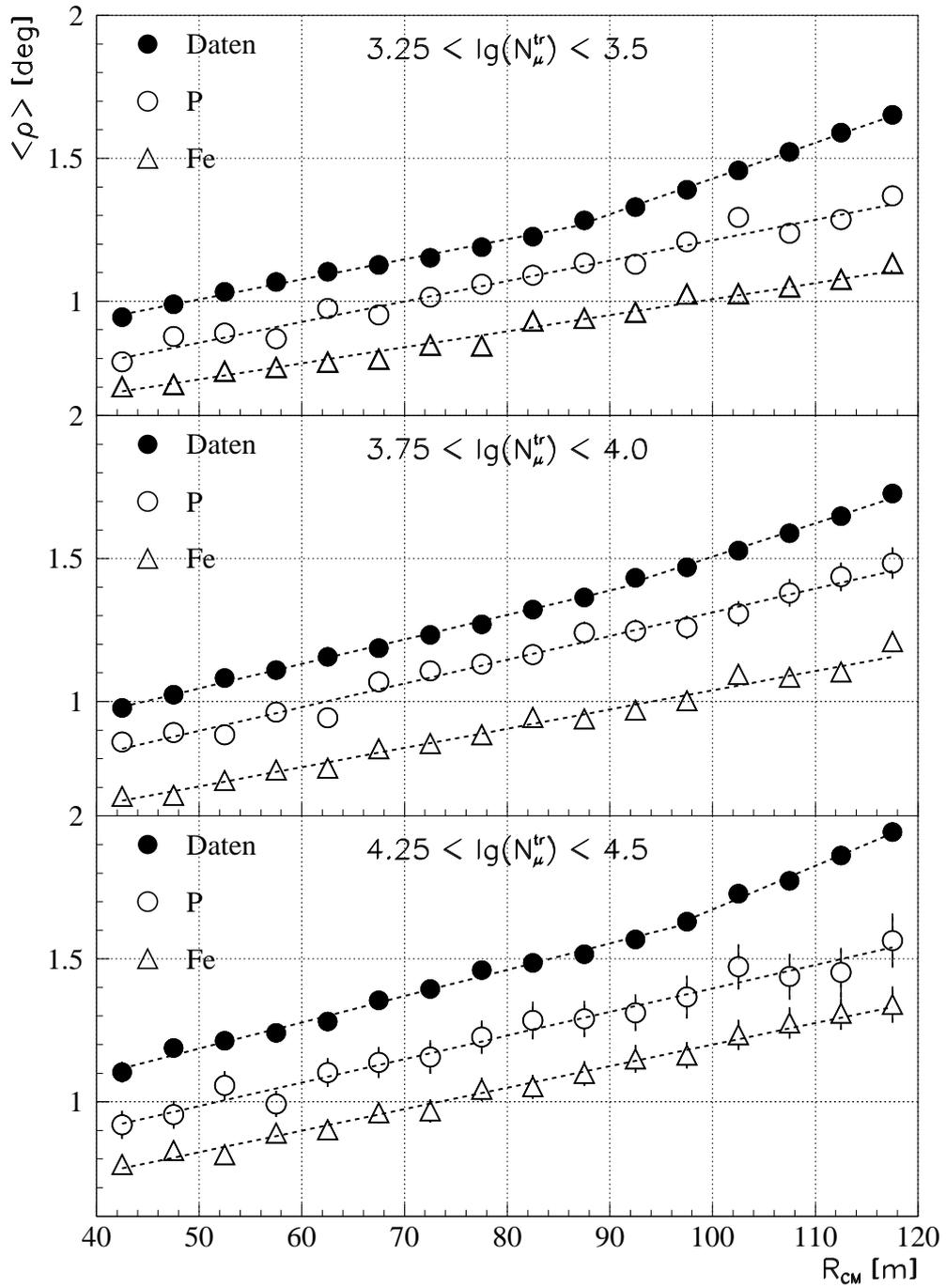


Abbildung 7.5: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und QGSJET-Simulationen.

R_{CM} -Abhängigkeit erklären. Auf solche Detektoreffekte wird jedoch im folgenden Abschnitt 7.2 noch ausführlicher eingegangen.

Der Unterschied zwischen den Proton- und Eisensimulationen scheint in den 3 gezeigten $lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervallen anfangs zuzunehmen, wird dann aber zum unteren Bild hin wieder geringer. Im mittleren Bild scheinen sich die Protonsimulationen etwas mehr an die Daten anzunähern. Die mittleren Radialwinkel beider Simulationen steigen linear mit R_{CM} an, während die Daten eine leichte Krümmung nach oben besitzen. Anfangs zeigt sich ein linearer Anstieg mit vergleichbarer Steigung von $\langle \rho \rangle$ wie in den Simulationen, doch ab einem bestimmten Abstand beobachtet man einen stärkeren Anstieg. Der Abstand, dem man den Wechsel zu einem stärkeren linearen Anstieg zuordnen kann, liegt im oberen Bild bei ca. 85 m, im mittleren Bild bei 90 m und im unteren Bild für noch höhere Primärteilchenenergien bei ungefähr 95 m. Eine physikalische Erklärung könnte in der zunehmenden Eindringtiefe der Primärteilchen mit zunehmender Energie begründet liegen. Dies könnte durchaus zu einer Abstandsabhängigkeit der mittleren Radialwinkel am Erdboden führen. So könnte man sich vorstellen, dass weiter entfernt vom Schauerzentrum eher Myonen aus Schauern von leichten als schweren Primärteilchen nachgewiesen werden. Dem steht der Trend der Lateralverteilungen der Myonen entgegen, bei denen die Myondichten der Eisenschauer weiter entfernt vom Schauerzentrum größer sind als die der Protonschauer. Geht man als Ursache für den steileren Anstieg von $\langle \rho \rangle$ von fehlenden Myonen mit vorwiegend niedrigen Radialwinkeln aus, so würde dies bedeuten, dass diese Myonen in großer Höhe produziert wurden. Die Wegstrecke der Myonen vom Ort ihrer Erzeugung zum Beobachtungsniveau ist dabei sehr lang und es ist denkbar, dass dabei bereits vermehrt Myonen mit kleinen Radialwinkeln zerfallen sind. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon am Boden ankommt, kann mit der Formel 2.21 bestimmt werden. Mit zunehmender Primärteilchenenergie, bzw. Eindringtiefe wird diese Wegstrecke im Mittel geringer und der Effekt würde sich erst bei höherem R_{CM} bemerkbar machen.

Für die beobachteten Unterschiede zwischen Daten und Simulationen können zwei verschiedene Ansätze gemacht werden. Einmal können die Myonen in den Simulationen höher in der Atmosphäre erzeugt werden, als dies in der Realität der Fall ist und zum anderen können die Myonen mit einem geringeren Transversalimpuls, im Vergleich zum Longitudinalimpuls in Richtung der Schauerachse, simuliert werden. Eine Aussage, welcher dieser beiden Effekte letztlich die Ursache für die gezeigten Unterschiede darstellt, lässt sich nur schwer treffen. Kleinere Radialwinkel bei gleichem Abstand bedingen größere Produktionshöhen. Geht man davon aus, dass die Ablenkwinkel der Myonen von der Schauerachse in den Daten und Simulationen vergleichbar beschrieben werden, so müssten die Myonen in den Simulationen im Mittel höher in der Atmosphäre generiert werden, als dies tatsächlich der Fall ist. Das hätte zur Folge, dass die vergleichbaren $\langle \rho \rangle$ -Werte der Simulationen weiter entfernt liegen. Somit liegen in der Abbildung alle Werte der Simulationen zu weit rechts, man erhält denselben mittleren Radialwinkel

wie in den Daten erst bei größeren Abständen. Da sich die Myonen durch den längeren Hebelarm der Produktionshöhen im Mittel weiter vom Schauerzentrum entfernen, müsste gleichfalls die Myonlateralverteilung flacher verlaufen [Büt 04].

Ein zu geringes $p_t/p_{||}$ in den Simulationen würde vergleichsweise kleine ρ ergeben. Vergleichbare Höhen der Wechselwirkungen vorausgesetzt, verlaufen die Myonen dadurch näher zur Schauerachse. Dies würde zu einer steileren Lateralverteilung führen, da vermehrt Myonen nahe am Schauerzentrum rekonstruiert werden, während weit entfernte Myonen fehlen würden. Denkbar ist auch eine Überlagerung der beiden Effekte, dass die Wechselwirkungen in den Simulationen in vergleichsweise großen Höhen erfolgen, wobei die geladenen Pionen und die daraus entstehenden Myonen unter einem zu kleinen Ablenkwinkel erzeugt werden.

Abbildung D.7 zeigt den Vergleich der Daten mit den Simulationen für das Wechselwirkungsmodell SIBYLL. Die Statistik dieser Simulationen beträgt lediglich ein Sechstel der Statistik der Simulationen mit QGSJET. Daher weisen die Verteilungen der mittleren Radialwinkel in Abhängigkeit vom Abstand größere statistische Fehler auf, als dies in den Untersuchungen mit QGSJET der Fall war. Tendenziell zeigen die SIBYLL-Simulationen jedoch den gleichen Unterschied zu den Daten, wie die QGSJET-Simulationen.

7.2 Untersuchung der Experimentgeometrie

Bei den Untersuchungen des Radialwinkels zeigt sich eine durchgehende Diskrepanz zwischen den Ergebnissen, die man durch Messung erhält, und denen, die aus den Simulationen folgen. Es bleibt zu klären, woher diese Unterschiede stammen. Sind sie eine Folge der Luftschauersimulation, bzw. werden die für die Myonen wichtigen Prozesse nicht vollständig durch die verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodelle beschrieben oder rühren sie von Detektoreffekten her? Um die Daten mit den Simulationen vergleichen zu können, ist ein genaues Verständnis des Detektors notwendig, um systematische Verschiebungen im Radialwinkel ausschließen zu können. Die genaue Position des Myonspurdetektors, die der einzelnen Türme, als auch von sämtlichen Streamertubes und Streifen, muss sehr präzise bestimmt und entsprechend in die Detektorsimulation bzw. Rekonstruktion der Schauerobservablen mit KRETA eingebunden werden. Zudem muss für die Bestimmung des Radialwinkels die Lage des Myonspurdetektors relativ zum Array bekannt sein. Ein Maß für die relative Ausrichtung von Myonspurdetektor und Array ist der Tangentialwinkel. Abbildung 5.14 zeigt keinerlei systematische Verschiebung oder Asymmetrie in der Tangentialwinkelverteilung. Man kann jedoch nicht ausschließen, dass es weitere systematische Effekte gibt, die sich nicht ohne weiteres in der Tangentialwinkelverteilung bemerkbar machen, da z. B. über alle Richtungen, aus denen die Schauer kommen, gemittelt wird.

Bei der Untersuchung der Abstandsabhängigkeit der mittleren Radialwinkel

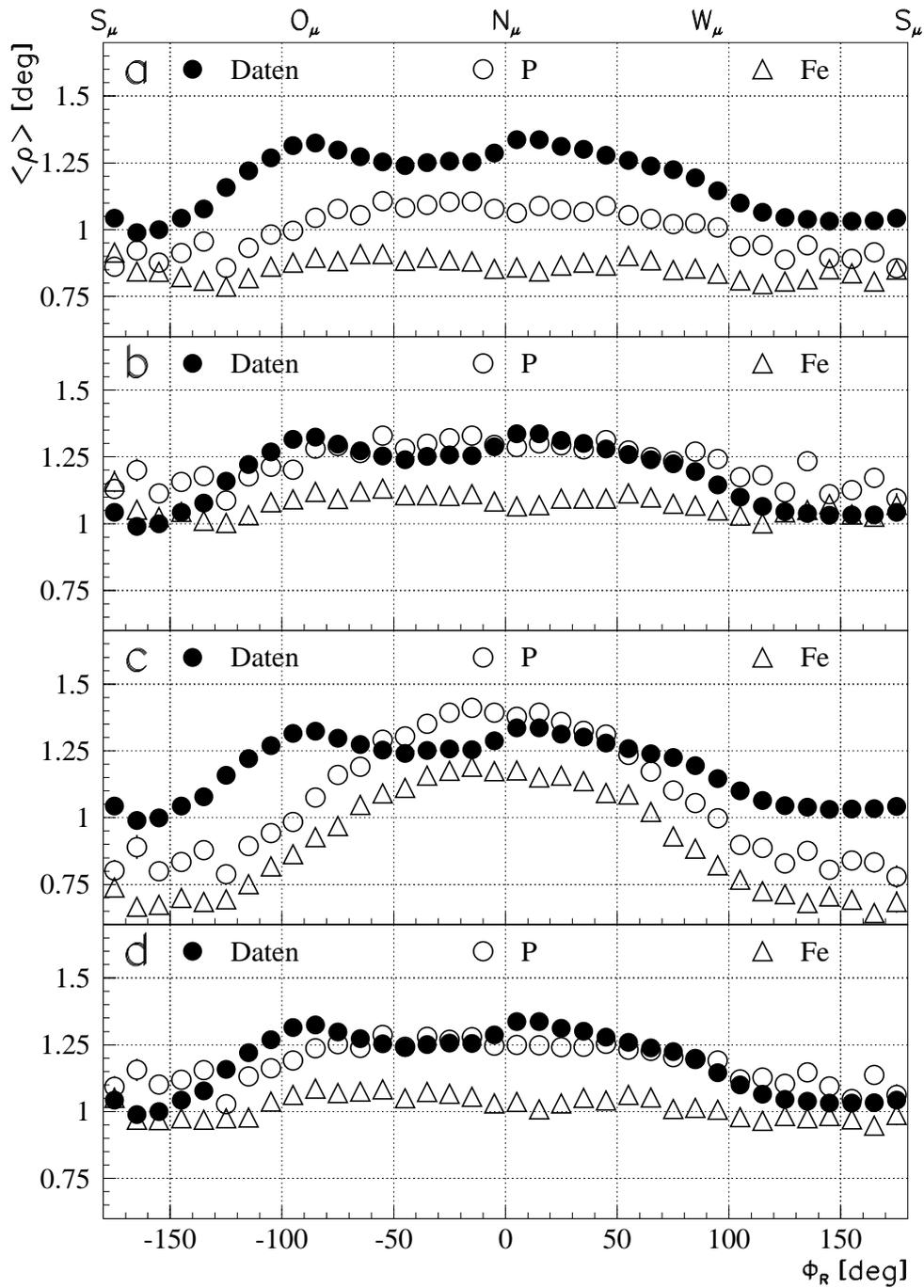


Abbildung 7.6: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels von der Orientierung der Radialebene ($\Phi_R = 0$: KASCADE-Nord). Vergleich von Daten mit den Simulationen (a), den Simulationen bei: Verschmierung der Myonspuren (b), Verkipfung (c) und Verdrehung des Myonspurdetektors (d) für $0^\circ < \rho < 8^\circ$.

(siehe Kapitel 7.1.3) könnte der zunehmende Unterschied zwischen Daten und Simulationen bei großen Abständen z.B. auf eine Verkippung des Myonspurdetektors in Nord-Süd-Richtung relativ zum Array hindeuten, welche in der Detektorsimulation nicht enthalten wäre. Je nach Orientierung der Myonspur zur Schauerachse würde dies zu einem größeren oder kleineren Radialwinkel führen. Durch die Lage des Myonspurdetektors nördlich vom Zentrum des Arrays erhält man die asymmetrische Verteilung der Schauerzentren in Abbildung 6.3. Mit zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum nimmt der Anteil an Myonspuren zu, bei der das Schauerzentrum südlich der Myonspur liegt. Entsprechend könnte dies zu einem systematisch größer werdenden Radialwinkel führen. Da die Tangentialebene senkrecht zur Radialebene steht und die Detektorgeometrie für Ost und West, im Gegensatz zu Nord-Süd, dieselbe ist, wäre dennoch eine symmetrische Tangentialwinkelverteilung beobachtbar.

Zur Untersuchung, wie sich Detektorverkippung oder -verdrehung auf den Radial- und Tangentialwinkel auswirken, bietet sich an, $\langle\rho\rangle$ und $\langle\tau\rangle$ in Abhängigkeit vom Azimutwinkel Φ_R der Radialebene zu untersuchen. $\Phi_R = 0^\circ$ bedeutet dabei, dass der Myonspurnachweis genau nördlich (N_μ) und bei $\Phi_R = +90^\circ$ westlich (W_μ) vom Schauerzentrum erfolgt ist. Da der Nachweis der Myonen auf den Bereich des Myonspurdetektors beschränkt ist, kann man umgekehrt sagen, dass für $\Phi_R = 0^\circ$ das Schauerzentrum im Süden des Arrays liegt und sich, wie Abbildung 6.3 verdeutlicht, mit ansteigendem Winkel entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn um den Myonspurdetektor bewegt.

Abbildung 7.6 zeigt, wie sich der mittlere Radialwinkel und Abbildung 7.7 der mittlere Tangentialwinkel in Abhängigkeit von Φ_R verhält. Jede der Abbildungen a-d zeigt die Verteilung, die aus den Daten folgt (volle Symbole). Die Daten zeigen für die mittleren Radial- und Tangentialwinkel Variationen, die mit der Verteilung der Schauerzentren im Array zusammenhängen. Aufgrund der Geometrie des Experiments sind nach Norden ($\Phi_R \approx 0^\circ$) größere Radialwinkel möglich als nach Süden ($\Phi_R \approx 180^\circ$). Die statistischen Fehler werden von der Größe der Symbole überdeckt. In a wird der direkte Vergleich der Simulationen für Protonen und Eisen (offene Symbole) mit den Daten gezeigt. In den weiteren Verteilungen wurden die Myonspuren, die aus den Simulationen stammen, entsprechend verschiedener Detektoreffekte variiert und anschließend die Radial- und Tangentialwinkel erneut berechnet. Um zu untersuchen, ob die Winkelauflösung des Detektors systematischen Einfluss auf den Radialwinkel hat und zum Unterschied zwischen den Daten und Simulationen im Radialwinkel führen kann, wurden in b der Zenit- und Azimutwinkel einer Myonspur jeweils mit einem Gauß ($\sigma = 0.8^\circ$) verschmiert. Es hat sich gezeigt, dass die Tangentialwinkelverteilungen in den Simulationen etwas schmaler verlaufen als in den Daten ($\Delta\sigma_\tau < 0.1$). Durch den Schnitt auf den Tangentialwinkel von $|\tau| < 0.7$ zur Anreicherung an hochenergetischen Myonspuren kann daher nicht ausgeschlossen werden, dass dies einen systematischen Einfluss auf den Radialwinkel hat. In Abbildung 7.6c bzw. 7.7c ist, wie bereits vorher ausführlich diskutiert, eine Verkippung des Myonspurde-

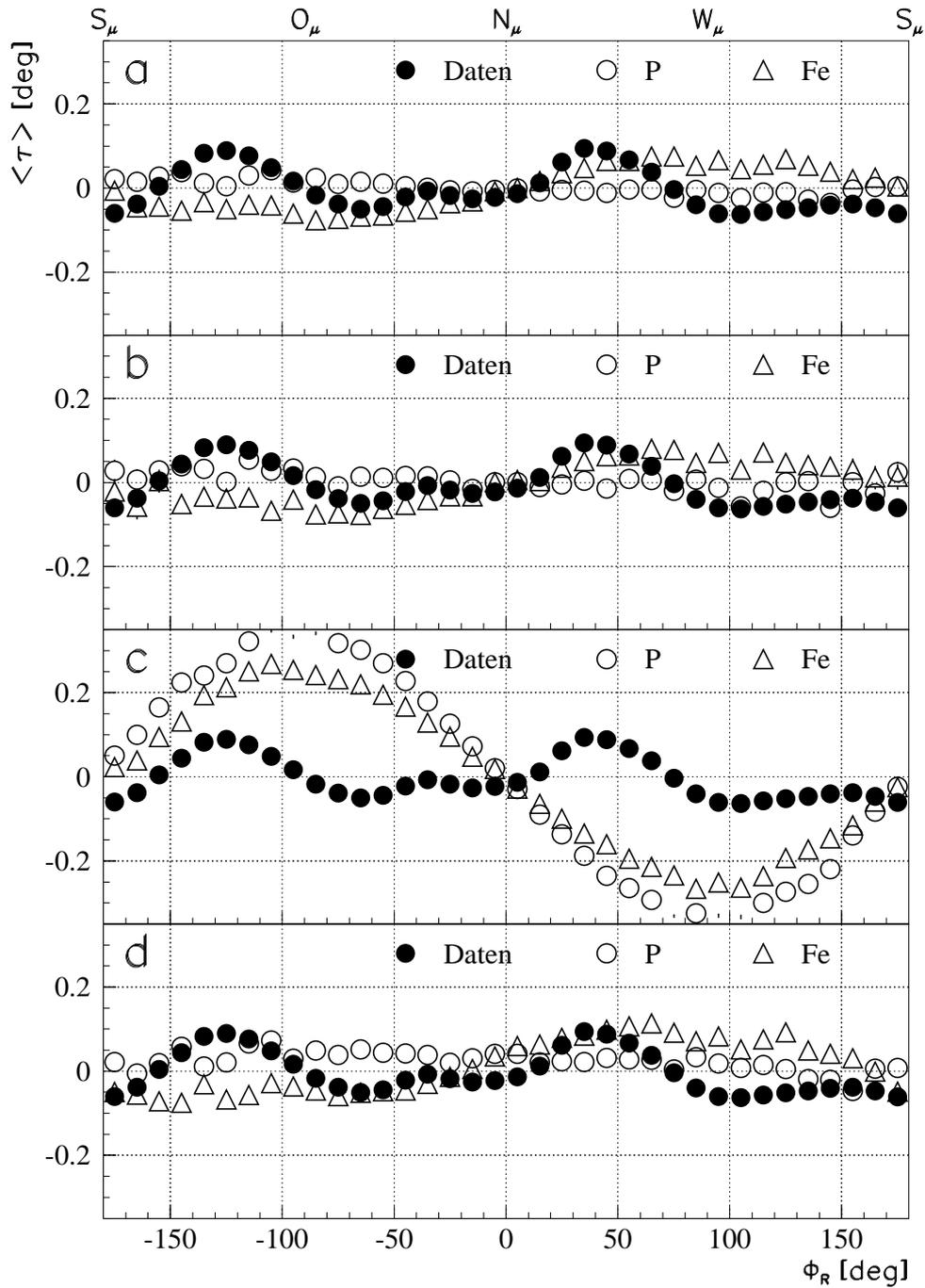


Abbildung 7.7: Abhängigkeit des mittleren Tangentialwinkels von der Orientierung der Radialebene ($\Phi_R = 0$: KASCADE-Nord). Vergleich von Daten mit den Simulationen (a), den Simulationen bei Verschmierung der Myonspuren (b), Verkippung (c) und Verdrehung des Myonspurdetektors (d) für $-0.7^\circ < \tau < 0.7^\circ$.

tektors berücksichtigt. Dazu wurden die Myonspuren in den oberen Modulebenen um 1 cm ($\approx 0.35^\circ$ für senkrechte Myonspuren) in südliche Richtung verschoben. Des Weiteren ist in d eine Verdrehung des Myonspurdetektors um $\Delta\Phi = 2^\circ$ erfolgt. Anmerkend muss jedoch gesagt werden, dass der Myonspurdetektor bis auf ca. 1 mm genau vermessen wurde und die Veränderungen in den Simulationen stärker sind, als sie infolge der genauen Kenntnis des Detektoraufbaus zu vertreten wären.

Die mittleren Radialwinkel variieren mit Φ_R entsprechend den vorherigen Bemerkungen zur Verteilung der Schauerzentren (siehe Abbildung 6.3). Allerdings zeigt die Verteilung bei negativen Winkeln zusätzliche Strukturen. Bei negativen Werten fällt der mittlere Radialwinkel anfangs ab, während sich bei $\Phi_R = -90^\circ$ ein weiteres Maximum abzeichnet. Die Variation von $\langle\rho\rangle$ ist für solche Myonen kleiner als 0.2° und somit geringer als die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen. Die Simulationen (a) zeigen zwar die Abhängigkeit vom Ort des Schauerzentrums, nicht aber die weitere Struktur. Beim Vergleich mit Abbildung 6.3 fällt auf, dass im Abstandsbereich von 40 m – 80 m südwestlich vom Myonspurdetektor eine etwas größere Zahl an Schauerzentren liegt. Da jedoch der Abstand klein ist, müsste eine zu große Berücksichtigung von Schauern aus diesem Bereich eher zu kleineren mittleren Radialwinkeln führen. In Kapitel 6.2 wurde im Zusammenhang mit der Verteilung der Schauerzentren der Einfluss des Erdmagnetfeldes diskutiert. Da Abbildung 6.3 an die Bedingung einer Myonspur im Spurdetektor mit einer Myonenergie oberhalb der Energieschwelle von $E_\mu > 0.8$ geknüpft ist, kann der Einfluss des geomagnetischen Feldes der Erde nicht ganz vernachlässigt werden [Amb 99]. Da das Magnetfeld in CORSIKA berücksichtigt ist, enthalten die Daten möglicherweise mehr niederenergetische Myonen als die Simulationen.

Der Tangentialwinkel, der hauptsächlich die Vielfachstreuung der Myonen beschreibt [Ber 96], eignet sich besser als der Radialwinkel, um den Einfluss des geomagnetischen Feldes auf die Myonspuren zu untersuchen. KASCADE ist so ausgerichtet, dass der magnetische Nordpol bei $\Phi_R = 14.9^\circ$ liegt. Die mittleren Tangentialwinkel in Abbildung 7.7 zeigen für $|\tau| < 0.7$ eine Variation von weniger als 0.1° . Auffallend ist die Wiederholung der Strukturen mit ungefähr 180° , wobei jeweils das Vorzeichen der Maxima bzw. Minima gleichbleibt. Durch die Definition der Tangentialebene und des Tangentialwinkels als Vektorprodukt aus Richtung der Schauerachse und der Richtung zwischen Ort des Myonnachweises und Schauerzentrum bedeutet ein gleiches Vorzeichen bei umgekehrter Orientierung der Radialebene, dass die Myonen jeweils in die entgegengesetzte Himmelsrichtung abgelenkt werden. Die mittleren Tangentialwinkel der Daten variieren stärker mit dem Azimutwinkel der Radialebene als die Simulationen. Während die Myonen der Protonsimulationen kaum eine Variation zeigen, sind die Tangentialwinkel für Myonspur und Schauerzentrum der Eisensimulationen in Ost-West-Richtung deutlicher moduliert. Bei Eisen ist die Energie pro Nukleon geringer, weshalb auch die Myonen im Mittel niederenergetischer sind und somit

stärker vom Magnetfeld abgelenkt werden.

Sowohl im Radial- als auch Tangentialwinkel ist die Variation bei negativen Φ_R , wenn das Schauerzentrum westlich vom Myonspurdetektor liegt, größer. Möglicherweise liefert dafür ebenfalls der Einfluss des Magnetfelds eine Erklärung. μ^+ sind aus westlicher Richtung um ca. 5% häufiger als aus östlicher Richtung, da sie im Magnetfeld der Erde im einen Fall zum Erdboden hin abgelenkt werden und im anderen Fall von ihm weg. So wird die zurückgelegte Wegstrecke der Myonen länger oder kürzer im Vergleich zu senkrecht einfallenden Myonen, je nach der Richtung aus der sie kommen [Tok 01]. Zudem treten μ^+ häufiger auf als μ^- . Da für einen bestimmten Φ_R -Bereich das Schauerzentrum jeweils in gleicher Himmelsrichtung zum Myonspurdetektor liegt, ist es leicht vorstellbar, dass ebenfalls die Myonen einmal eher aus östlicher oder westlicher Richtung stammen. Vergleicht man die Variation der mittleren Radialwinkel mit der Variation der mittleren Tangentialwinkel, so spiegelt sich die zueinander senkrechte Anordnung von Radial- und Tangentialebene wieder. Im einen Fall zeigt sich als Funktion von Φ_R eher ein Effekt im Radial- und im anderen Fall im Tangentialwinkel. Außer dem Einfluss des Erdmagnetfeldes wären jedoch sicherlich auch noch weitere Möglichkeiten denkbar, die zu einer solchen Veränderung der Myonspurrichtung führen könnten.

Vergleicht man die mittleren Radialwinkel der gaußverschmierten Simulationen mit den Daten (Abbildung 7.6b), so sind die Werte der Protonen zwar weitestgehend vergleichbar mit den Daten, allerdings ist dies noch immer unzureichend, wenn man voraussetzt, dass die Daten zwischen den Simulationen liegen sollten. Durch die höhere Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen aus schweren Schauern ist allerdings noch zu berücksichtigen, dass die Daten durch die unterschiedlichen Myonmultiplizitäten etwas zu niedrig liegen. Zudem sind die durchgeführten Winkeländerungen ($\sigma = 0.8^\circ$) in den Simulationen bereits weit größer als die Winkelauflösung des Detektors aus Array und Myonspurdetektor (siehe Kapitel 5.6). Für den mittleren Tangentialwinkel (Abbildung 7.7b) ist (im Gegensatz zur Breite der Tangentialwinkelverteilung) keine sonderliche Veränderung zu erkennen. Entsprechend der Verwendung der Tangentialwinkelverteilung zur Ermittlung der Winkelauflösung des Detektorsystems ist durch eine gaußförmige Verschmierung auch kein nennenswerter Effekt zu erwarten, da zwar σ_τ größer wird, aber nicht $\langle \tau \rangle$.

Die Verkippung des Myonspurdetektors zum Array in Nord-Südrichtung zeigt sowohl für den mittleren Radialwinkel (Abbildung 7.6c) als auch den mittleren Tangentialwinkel (Abbildung 7.7c) eine Modulation der Verteilungen, die der Größe der Verkippung entspricht. Hierbei ist sehr gut zu erkennen, wie sich die Verkippung je nach Orientierung der Radialebene eher auf den Radialwinkel oder auf den Tangentialwinkel auswirkt. Doch auch eine Verkippung liefert keine hinreichende Erklärung für die Diskrepanz zwischen Daten und Simulationen, genauso wenig wie eine Verdrehung des Myonspurdetektors, die in Abbildung 7.6d und Abbildung 7.7d dargestellt ist. Die Verdrehung ist mit 2° recht groß gewählt,

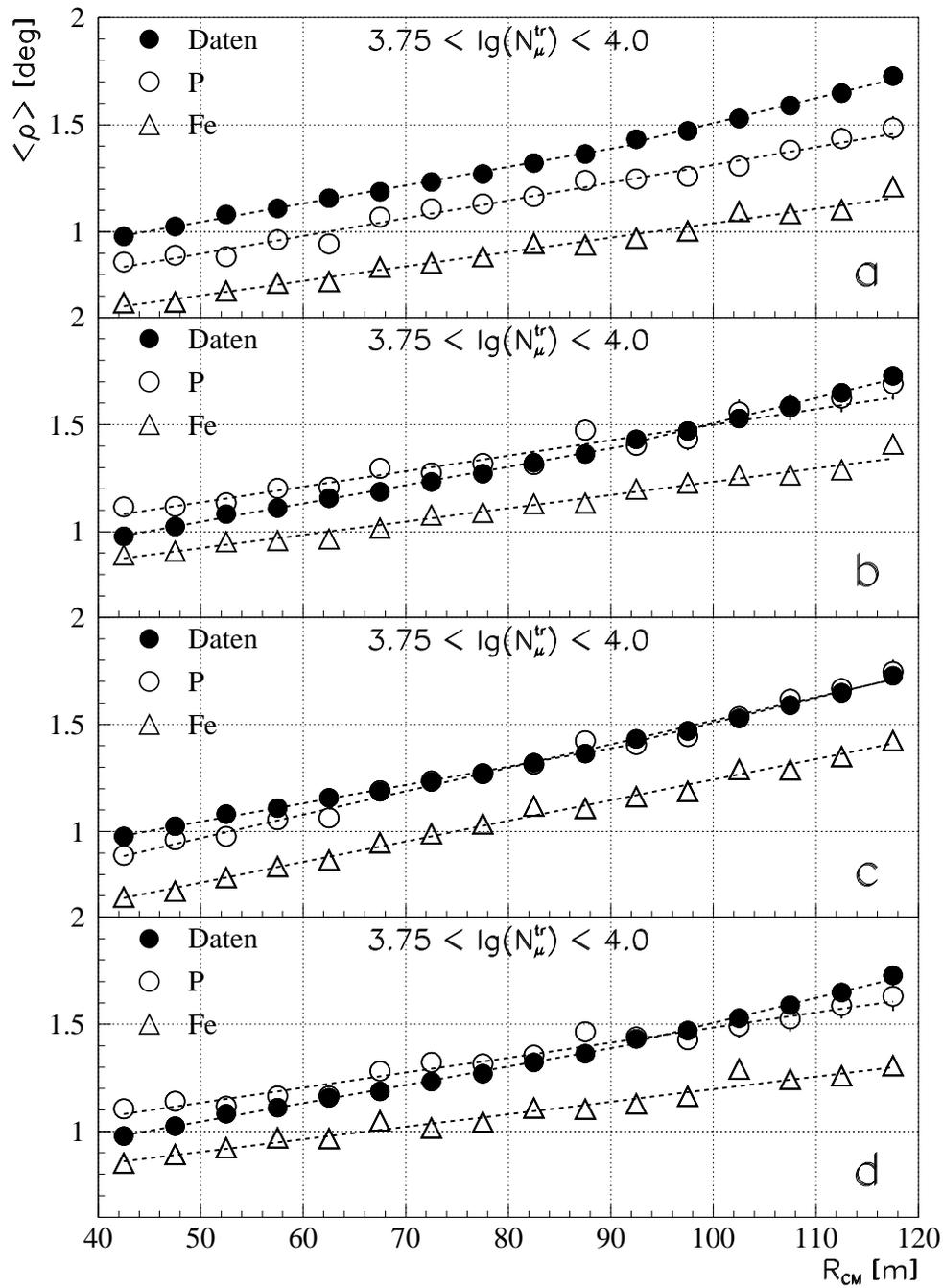


Abbildung 7.8: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum im $3.75 < \lg(N_\mu^{tr}) < 4.0$ -Intervall. Vergleich von Daten mit den Simulationen (a), den Simulationen bei: Verschmierung der Myonspuren (b), Verkippung (c) und Verdrehung des Myonspurdetektors (d).

sie schlägt sich aufgrund des langen Hebelarms von R_{CM} allerdings wesentlich geringer im Radial- bzw. Tangentialwinkel nieder. Manche Myonspuren fallen durch die Verdrehung dem Tangentialwinkelschnitt zum Opfer oder werden erst dadurch in der Analyse berücksichtigt. Lässt man bei der Mittelwertbildung auch größere Tangentialwinkel zu, ändern sich die Verteilungen nur gering.

Um zu zeigen, wie sich die Veränderungen in den Simulationen auf die bereits vorher gezeigten Vergleiche zwischen den Daten und Simulationen auswirkt, ist in Abbildung 7.8 die Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand der Myonspur zum Schauerzentrum für a-d im mittleren $lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervall von 3.75 bis 4.0 dargestellt. Im Anhang befinden sich die Abbildungen D.1, D.2 und D.3 für die Fälle b-d und für die 3 verschiedenen Myonzahlintervalle. Bei der Winkelverschmierung in Abbildung 7.8b werden die Radialwinkel im Mittel größer. Die Faltung mit $\sigma = 0.8^{\circ}$ ist zwar symmetrisch, jedoch führt eine Veränderung in der Myonrichtung im Mittel zu einer größeren Abweichung von der Schauerachse und damit größerem Radialwinkel. Der Anstieg des mittleren Radialwinkels mit zunehmendem Abstand verändert sich allerdings nicht. Dies wird lediglich durch die Verkippung des Myonspurdetektors (c) erreicht. Durch die Verdrehung des Myonspurdetektors (d) erhält man eine zu der Verschmierung vergleichbare Verteilung.

Abschließend kann gesagt werden, dass Detektoreffekte, wie sie hier untersucht wurden, nicht für die zu kleinen Radialwinkel der Simulationen im Vergleich zu den Daten verantwortlich gemacht werden können. Auch Variationen im zeitlichen Verlauf, aufgrund von Veränderungen im Atmosphärenprofil (siehe Kapitel 6) reichen nicht aus, um die Unterschiede zu erklären. Ein nächster Untersuchungsschritt würde die Verwendung der Luftschauersimulationen allein darstellen, indem man überprüft, wie sich die Radialwinkel für die Myonen am Erdboden im Vergleich zu den vollständigen Simulationen, bzw. den Daten verhalten. Solche CORSIKA-Simulationen können ebenfalls für die Myonproduktionshöhen durchgeführt werden [Amb 97].

7.3 Datenaufteilung in leichte und schwere Primärteilchen

Untersuchungen haben eine Möglichkeit zur Aufteilung der Messdaten nach leichten, bzw. schweren Primärteilchen der kosmischen Strahlung anhand des Verhältnisses $lg(N_{\mu}^0)/lg(N_e^0)$, der gemessenen Zahl der Myonen im Vergleich zu den Elektronen eines Teilchenschauers, ergeben [Web 97, Web 99]. Diesem Sachverhalt liegt zugrunde, dass sich Luftschauer aus schweren Primärteilchen früher in der Atmosphäre entwickeln als aus leichten. Da man sich bei den in KASCADE untersuchten Luftschauerenergien in der Detektorebene nach dem Maximum in der Schauerentwicklung befindet, sinkt die Zahl der Elektronen im Schauer infol-

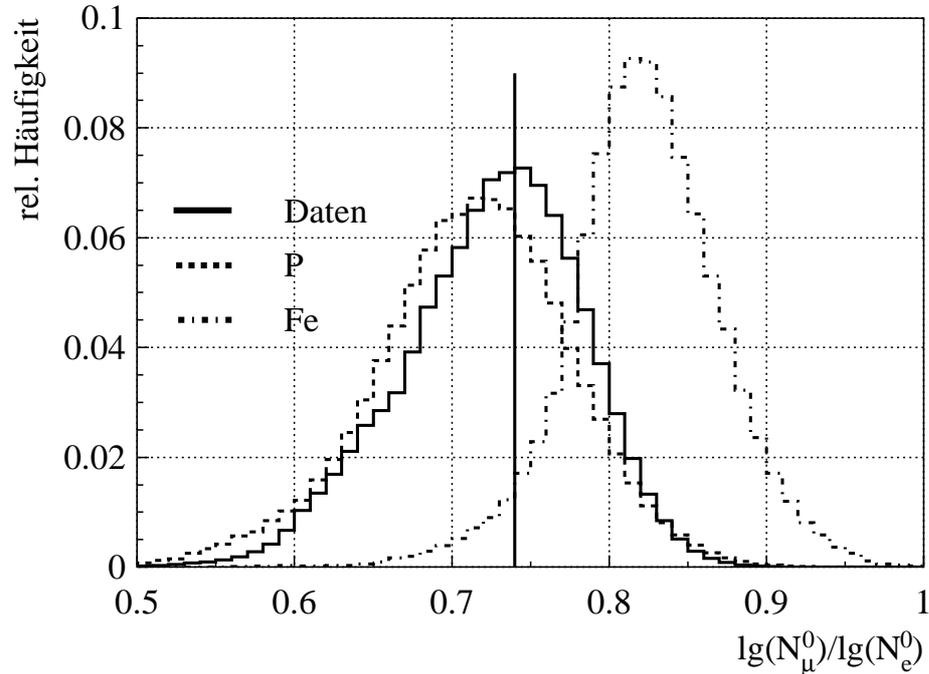


Abbildung 7.9: Verteilung der auf den Flächeninhalt 1 normierten $\lg(N_\mu^0)/\lg(N_e^0)$ -Verhältnisse in Daten und Simulationen. $\lg(N_e) > 4.0$, $\Theta_S < 30^\circ$. Die vertikale Linie markiert $R_m = 0.74$.

ge Absorption, während die Zahl der Myonen nahezu gleich bleibt. Somit besitzen Luftschauer, die sich früher in der Atmosphäre entwickeln, einen größeren Myonanteil im Vergleich zu den Elektronen. Für schwere Primärteilchen erhält man elektronenarme Schauer und für leichte Primärteilchen elektronenreiche. Abbildung 7.9 zeigt die Verteilung des Verhältnisses zwischen der Zahl an Myonen und der Zahl an Elektronen.

Die Absorption der Elektronen hängt dabei von der durchlaufenen Schichtdicke ab, die sowohl mit dem Zenitwinkel, als auch mit dem Atmosphärendruck variiert. Bei Myonen erfolgt eine Flussabschwächung weniger durch Absorption, sondern vorwiegend durch Zerfallsprozesse. Daher bezeichnen N_μ^0 und N_e^0 die auf einen Zenitwinkel von $\Theta = 0^\circ$ und einer Abschwächlänge von $\Lambda_{N_e} = 175 \text{ g/cm}^2$, bzw. $\Lambda_{N_\mu} = 823 \text{ g/cm}^2$ korrigierten Elektronen-, bzw. Myonzahlen [Ant 03].

Die Abbildung enthält die Verteilung von $\lg(N_\mu^0)/\lg(N_e^0)$ der Messdaten, sowie der Simulationen für Protonen und Eisen. Zum direkten Vergleich wurden die Verteilungen auf den Flächeninhalt von 1 normiert. Da die Eisenkerne als Superposition von 56 protoneninduzierten Subschauern betrachtet werden können, fallen die Fluktuationen in N_e geringer aus, als bei einem protoneninduzierten Schauer. In Abbildung 7.9 ist deshalb die Verteilung von Eisen schmäler als die der Protonen.

Den Untersuchungen liegt ein Schnitt auf die Elektronenzahl von $lg(N_e) > 4.0$ sowohl in den Daten als auch in den Simulationen zugrunde. Dieser ist relativ niedrig und infolge des steil abfallenden Energiespektrums der kosmischen Strahlung wird die Verteilung von den Schauern mit niedrigen Primärenergien dominiert. Da in diese Verteilungen alle Schauerenergien eingehen und man bei diesem N_e -Schnitt knapp über der Nachweisschwelle für Eisenschauer liegt, führt dies zu den Ausläufern der Daten zu kleinen Werten. Die unterschiedliche Nachweisschwelle für leichte und schwere Primärteilchen bewirkt zudem, dass die Verteilung der Daten nahe bei der Protonverteilung liegt. Ein Schnitt auf größere Elektronenzahlen lässt die Verteilung der Daten schmaler werden, da hauptsächlich kleinere Werte wegfallen. Möglich wird dies, da bei dieser Darstellung alle Myonzahlen zugelassen sind. Abbildung 7.9 wurde lediglich aus Parametern des Arrays bestimmt, ohne dass im MTD zwingend eine Myonspur vorhanden sein muss. Zur ausführlichen Beschreibung des 2-dimensionalen Schauergrößenpektrums ($lg(N_e^0) - lg(N_\mu^0)$ -Verteilung) siehe [Ulr 04].

In Abbildung 7.9 ist zusätzlich eine Trennlinie bei

$$R_m = lg(N_\mu^0)/lg(N_e^0) = 0.74 \quad (7.1)$$

eingezeichnet. Diese Schnittgerade in der $lg(N_\mu^0) - lg(N_e^0)$ -Ebene ermöglicht eine Massentrennung der Teilchenschauer. Für den Datensatz mit $R_m < 0.74$ erzielt man durch diese Einteilung eine Anreicherung von leichten Primärteilchen in den gemessenen Daten, während man für $R_m > 0.74$ einen Datensatz mit sogenannten schweren Schauern erhält. Dieses Trennverfahren ist aufgrund der starken Fluktuationen, sowohl in der Zahl der erzeugten Myonen als auch Elektronen, keineswegs eindeutig. Für eine Untersuchung des unterschiedlichen Verhaltens der Messdaten für leichte bzw. schwere Primärteilchen ist dies jedoch ausreichend. Die Zahl der leichten Schauer im Vergleich zu den schweren ist dabei abhängig von der Primärteilchenenergie E_0 . Entsprechend einer Verschiebung in der Komposition der kosmischen Strahlung hin zu schwereren Primärteilchen nimmt der Anteil an schweren im Vergleich zu den leichten Schauern zu (siehe hierzu Abbildung 7.10).

Die Untersuchungen in Kapitel 7.1 haben gezeigt, dass sich die Daten nicht durch die Simulationen beschreiben lassen, bzw. dass die Daten nicht wie erwartet zwischen den Werten der Proton- und Eisensimulationen liegen. Um das Verhalten des Radialwinkels für verschieden schwere Primärteilchen zu studieren, werden die Daten im Folgenden mit den nach leichten und schweren Primärteilchen aufgeteilten Messdaten verglichen. Dieser Vergleich zwischen leichten und schweren Schauern verdeutlicht die Sensitivität des Radialwinkels auf die Masse des Primärteilchens und erlaubt eine Verifizierung der Unterschiede zwischen den Proton- und Eisensimulationen. Bei der Aufteilung der Messdaten in sogenannte leichte und schwere Schauer werden keine weiteren Datenschnitte durchgeführt, was bedeutet, dass jeder Teilchenschauer der Daten entweder in den leichten oder

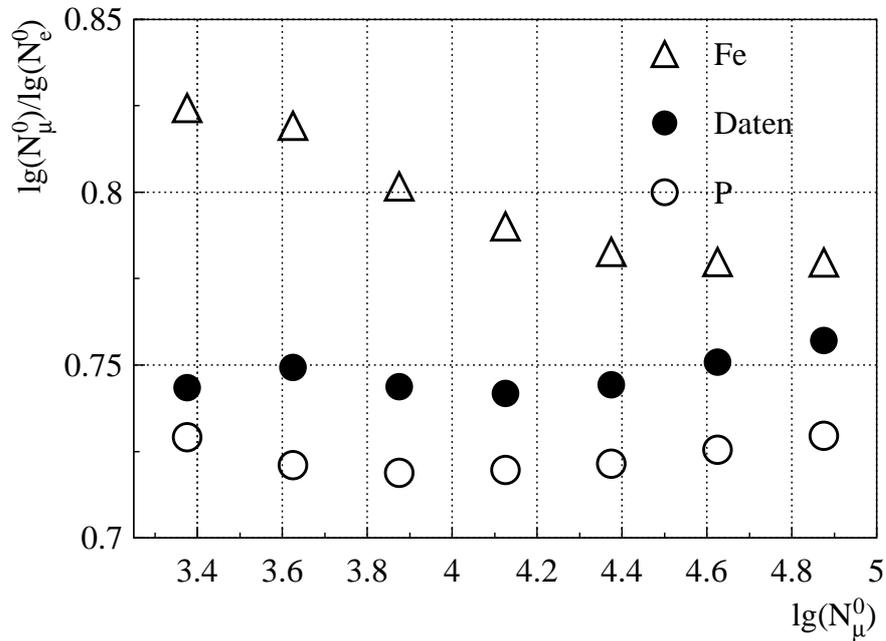


Abbildung 7.10: Mittleres Verhältnis von $\lg(N_\mu^0)/\lg(N_e^0)$ in Daten und Simulationen. $\lg(N_e) > 4.0$, $\Theta_S < 30^\circ$.

in den schweren Datensatz eingeht. Wie beim Vergleich der Daten mit den Simulationen werden bei den Untersuchungen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen die Verteilungen der Radialwinkel, die $\lg(N_\mu^{tr})$ -Abhängigkeit der mittleren Radialwinkel, sowie die Abstandsabhängigkeit des mittleren Radialwinkels diskutiert.

7.3.1 Radialwinkelverteilungen

Entsprechend den Abbildungen 7.2 und 7.3 für den Vergleich der Messdaten mit den Simulationen zeigen die Abbildungen 7.11 und 7.12 den Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen in drei $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervallen. Wiederum sind die auf Integral 1 normierten Verteilungen der Radialwinkel in den Abstandsbereichen von 40 – 80 m und 80 – 120 m und für $-2^\circ < \rho < +8^\circ$ dargestellt. Die Aufteilung der Messdaten nach leicht und schwer erfolgt anhand des Schnittparameters $R_m = 0.74$. Die in den Abbildungen gezeigten Bänder beschreiben die Abhängigkeit der Ergebnisse von diesem Schnittparameter R_m . Außer für $R_m = 0.74$ wurden zusätzlich die Verteilungen der Radialwinkel für $R_m = 0.73$ und $R_m = 0.75$ erzeugt. Diese Verteilungen begrenzen die den Symbolen für leicht und schwer unterlegten Bänder. Aufgrund der starken Fluktuationen in der Teilchenzahl der Elektronen und Myonen in einem

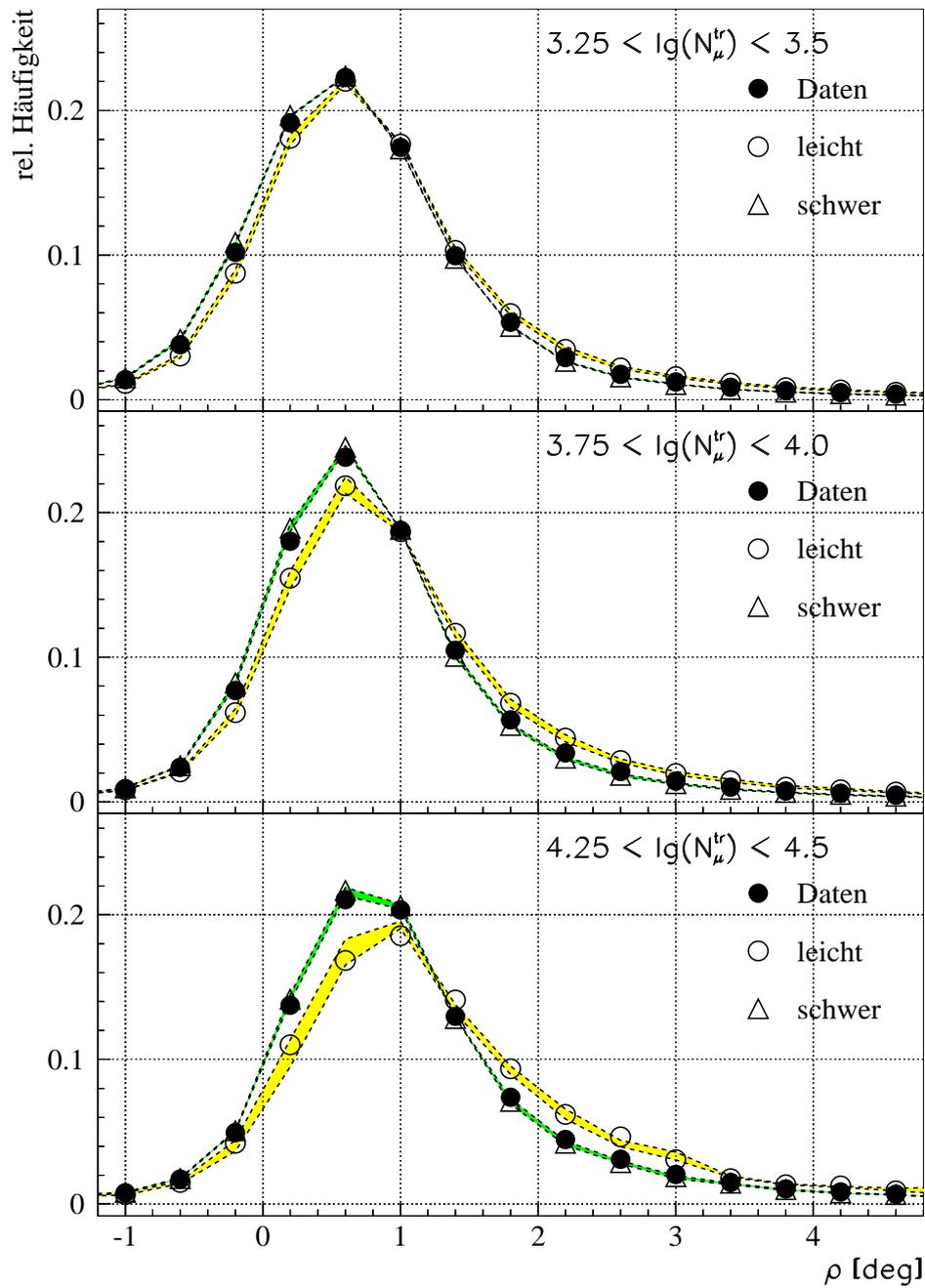


Abbildung 7.11: Radialwinkelverteilungen für den Abstandsbereich von 40 – 80 m für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Die Verteilungen für $R_m = 0.73$ sind zu größeren und für $R_m = 0.75$ zu kleineren ρ -Werten verschoben.

Teilchenschauer führt die verwendete Einteilung stets auch zu falsch klassifizierten Zuordnungen. Zudem überlagern sich die Verteilungen für Protonen und Eisen in Abbildung 7.9, sodass eh keine vollständige Trennung in leicht und schwer möglich ist. Für $R_m = 0.73$ werden beide angereicherten Datensätze, sowohl leicht als auch schwer, protonähnlicher. Damit ist gemeint, dass im leichten Datensatz der Anteil an schweren Primärteilchen reduziert wird, gleichzeitig steigt aber im schweren Datensatz der Anteil an leichten Primärteilchen. Für $R_m = 0.75$ ist das Gegenteil der Fall, beide angereicherten Datensätze werden eisenähnlicher. Die Bänder beschreiben somit die systematische Abhängigkeit der Verteilungen für leichte und schwere Schauer vom Schnittparameter R_m .

Die Abbildungen 7.11 und 7.12 zeigen die Sensitivität des Radialwinkels auf die Masse der Primärteilchen. Die Verteilungen der Radialwinkel unterscheiden sich für Myonen aus Schauern von leichten und schweren Primärteilchen. Da schwere Primärteilchen höher in der Atmosphäre wechselwirken als leichte, kommen die Myonen aus solchen Schauern ebenfalls im Mittel aus größeren Höhen. Durch den festen Abstandsbereich von $40 - 80\text{ m}$ bzw. $80 - 120\text{ m}$ ist daher bei kleinen Radialwinkeln die Wahrscheinlichkeit größer, dass die Myonen aus einem Schauer eines schweren Primärteilchens stammen. Umgekehrt ist bei großen Radialwinkeln die Wahrscheinlichkeit größer, dass die Myonen aus einem Schauer eines leichten Primärteilchens stammen. Entsprechend liegen bei kleinen Radialwinkeln die Symbole der schweren Schauer über denen des gesamten Datensatzes und bei großen Radialwinkeln die Symbole der leichten Schauer. Aufgrund der Aufteilung des Datensatzes liegen die Werte der Daten stets zwischen den Werten für leicht und schwer.

Neben der Verschiebung der Verteilungen mit zunehmender Myonzahl zu größeren Radialwinkeln zeigt sich, dass sich die Verteilungen für leicht und schwer immer deutlicher voneinander unterscheiden. Die gesamten Daten werden mit zunehmender Energie E_0 des Primärteilchens immer weniger durch die Verteilungen der leichten Schauer beschrieben. Gleichzeitig scheint die Sensitivität des Radialwinkels auf die Masse der Primärteilchen zuzunehmen. Untersuchungen mittels Bayes Analysen haben die Bedeutung des Radialwinkels zur Massenbestimmung gezeigt [Bad 03]. Das schwerer Werden der Verteilungen folgt der Zunahme der Zahl an schweren im Vergleich zu den leichten Schauern. Es fällt jedoch auf, dass die Daten insgesamt nur wenig von den Verteilungen der schweren Schauer abweichen.

Beim Experiment ist infolge der höheren Zahl der im Teilchenschauer erzeugten Myonen die Zahl der im MTD nachgewiesenen Myonen aus schweren Schauern größer als die aus leichten Schauern. Oftmals werden in einem vom Array getriggerten Teilchenschauer mehrere Myonen gleichzeitig im Myonspurdetektor nachgewiesen, wobei alle Myonspuren in die durchgeführten Untersuchungen eingehen. Dadurch kann sich ein schwereres Verhalten der Daten ergeben, als dies alleine aus der Elementzusammensetzung der Primärteilchen folgen würde.

Den Unterschied im Radialwinkel zwischen Daten und Simulationen können

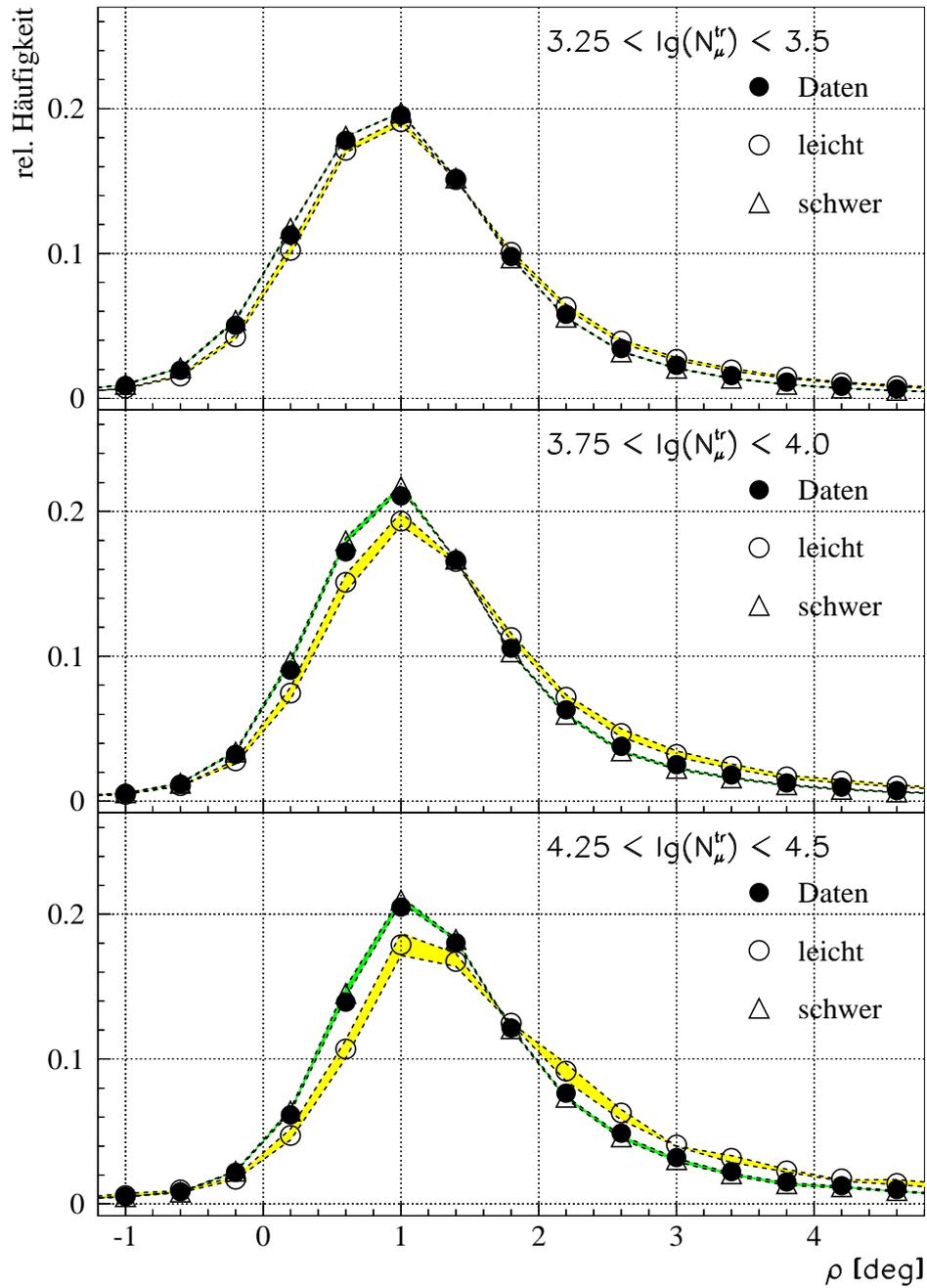


Abbildung 7.12: Radialwinkelverteilungen für den Abstandsbereich von $80 - 120 m$ für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Die Verteilungen für $R_m = 0.73$ sind zu größeren und für $R_m = 0.75$ zu kleineren ρ -Werten verschoben.

die unterschiedlichen Myonmultiplizitäten für leichte und schwere Primärteilchen (siehe Abbildung 6.2) allerdings nicht erklären. Eine entsprechende Berücksichtigung dieses Effekts würde den Unterschied lediglich verstärken, da sich die Daten noch mehr zu größeren Radialwinkeln verschieben würden, sich also weiter von den Simulationen entfernen. Die Verteilungen für leicht und schwer begrenzen die entsprechenden Korrekturen der Radialwinkel, weshalb die Korrekturen geringer wären als die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen. In den Abbildungen D.4 und D.5 im Anhang sind dazu die Radialwinkelverteilungen der Simulationen für Protonen und Eisen mit denen der Daten, angereichert nach leichten und schweren Primärteilchen, direkt miteinander verglichen. Die unterschiedlichen Myonmultiplizitäten für leicht und schwer bieten jedoch eine Erklärung für die stärkere Variation der leichten Schauer mit dem Schnittparameter R_m bzw. weshalb diese breitere Bänder zeigen. Durch ein Verschieben von R_m ändert sich im leichten Datensatz der Anteil an noch enthaltenen schweren Primärteilchen stärker als dies umgekehrt im schweren Datensatz mit noch enthaltenen leichten Primärteilchen der Fall ist.

7.3.2 Mittlere Radialwinkel

Für die nach leichten und schweren Primärteilchen aufgeteilten Datensätze aus den Abbildungen 7.11 und 7.12 kann man nun ebenfalls die mittleren Radialwinkel ermitteln. Analog zum Vergleich der mittleren Radialwinkel der Daten mit denen der Simulationen in Kapitel 7.1.2 wird zur Mittelwertbildung wiederum nur der Bereich von $0^\circ < \rho < +8^\circ$ verwendet. Abbildung 7.13 zeigt den Vergleich der mittleren Radialwinkel zwischen den Daten und den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen in Abhängigkeit der Myonzahl $lg(N_\mu^{tr})$ in den beiden Abstandsbereichen von $40 - 80 m$ und $80 - 120 m$.

Durch die mit zunehmender Primärteilchenenergie tiefer in der Atmosphäre stattfindende Schauerentwicklung stammen die Myonen im Mittel aus geringerer Höhe, weshalb sich in den festen Abstandsbereichen ein größerer mittlerer Radialwinkel ergibt. Es zeigt sich, dass $\langle \rho \rangle$ für die leichten Schauer stärker mit $lg(N_\mu^{tr})$ anwächst, als es für die schweren Schauer zu beobachten ist. Man erkennt deutlich, wie der Abstand zwischen den Werten für leicht und schwer mit $lg(N_\mu^{tr})$ zunimmt. Das steht im Gegensatz zu den Beobachtungen, die für die Simulationen von Protonen und Eisenkernen gemacht wurden. Bei den Simulationen haben sich Protonen und Eisen einander immer mehr angenähert. In Abbildung D.6 des Anhangs sind wiederum die Ergebnisse aus den Simulationen für Protonen und Eisen denen der angereicherten Datensätze, respektive leicht und schwer, direkt gegenübergestellt. Abgesehen davon, dass die mittleren Radialwinkel der Simulationen durchgehend kleiner sind als sowohl die leichten als auch die schweren Schauer, ist der Unterschied in sich zwischen Protonen und Eisen, bzw. leicht und schwer, zumindest bei geringem $lg(N_\mu^{tr})$ nahezu gleich. Erst bei höheren Teilchenenergien können die Simulationen dem Trend zu größeren

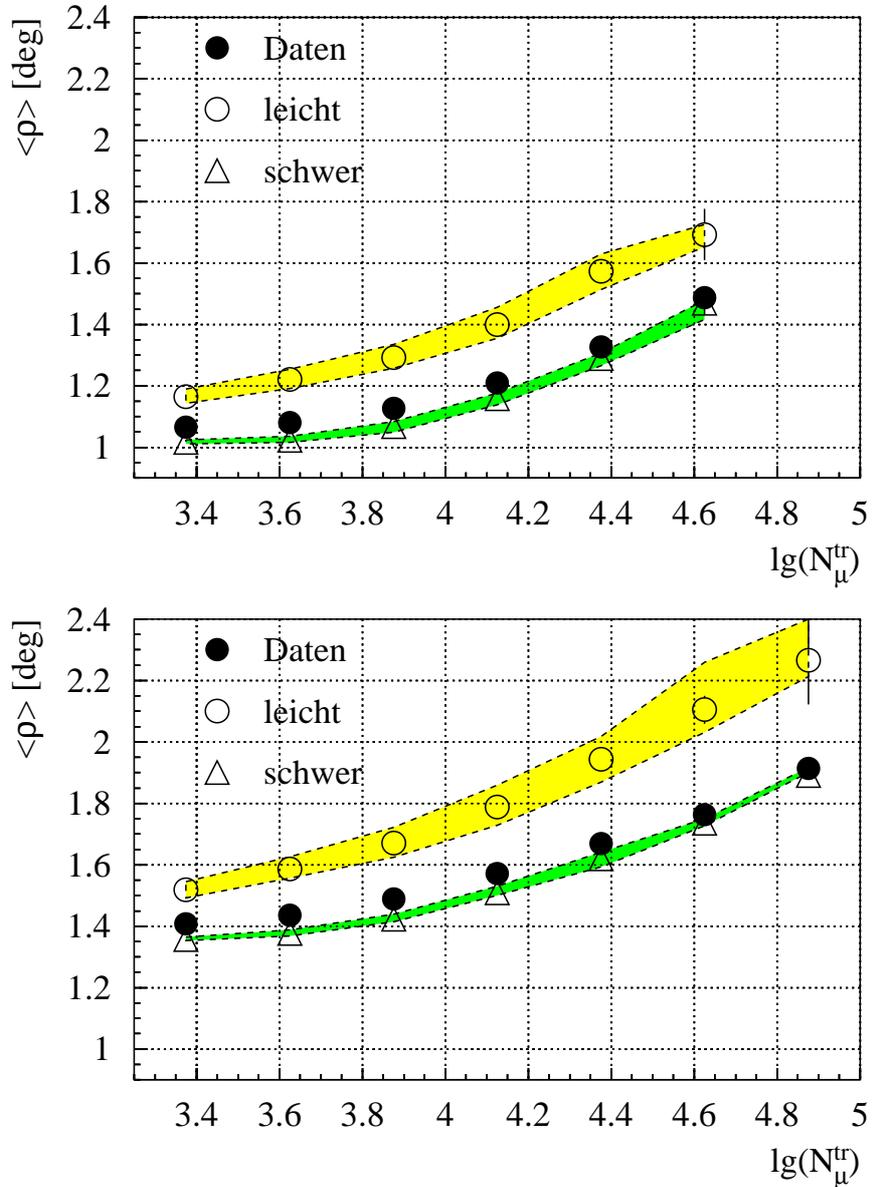


Abbildung 7.13: Mittlere Radialwinkel für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten). Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Der Variationsbereich wird durch $R_m = 0.73$ (größere $\langle \rho \rangle$) und $R_m = 0.75$ (kleinere $\langle \rho \rangle$) begrenzt.

mittleren Radialwinkeln nicht mehr folgen. Hier bestätigt sich die Beobachtung bei den Verteilungen der Radialwinkel, dass die Sensitivität des Radialwinkels auf die Masse des Primärteilchens mit zunehmender Energie anwächst.

Die Bänder um die Symbole von leicht und schwer entsprechen hier wie bei den Radialwinkelverteilungen der Variation des Schnittparameters begrenzt durch die Schnitte bei $R_m = 0.73$ bzw. $R_m = 0.75$. Entsprechend den stärkeren Fluktuationen in der Schauerentwicklung für leichte Primärteilchen und der verschiedenen Effizienz der gemeinsamen Untersuchung mit Array und MTD variiert der Datensatz für leichte Schauer stärker mit R_m als der Datensatz für schwere Schauer. Erneut liegen die mittleren Radialwinkel der Daten recht nahe bei den Werten des schweren Datensatzes, wobei sie sich mit zunehmender Schauerenergie immer mehr an die schweren Schauer annähern. Dies entspricht einem schwerer Werden der Zusammensetzung der Primärteilchen. Aus der Lage der Daten zwischen den mittleren Radialwinkeln für leicht und schwer lässt sich jedoch keine Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung bestimmen, da die Werte für $\langle\rho\rangle$ in diesem Fall auch von R_m abhängen. R_m kann dazu jedoch nicht unbedenklich als unabhängig von $lg(N_\mu^{tr})$ betrachtet werden. Die den Symbolen für leicht und schwer unterlegten Bänder verdeutlichen, wie stark eine Kompositionsbestimmung der Primärteilchen von der Wahl von R_m abhängen würde.

7.3.3 Abstandsabhängigkeit des Radialwinkel

In Kapitel 7.1.3 wurde ausführlich die Abhängigkeit der mittleren Radialwinkel im Bereich von $0^\circ < \rho < +8^\circ$ der Daten und Simulationen für Protonen und Eisen vom Abstand R_{CM} zwischen Schauerzentrum und Myonspur diskutiert. Abbildung 7.14 zeigt entsprechend, welche $\langle\rho\rangle$ man neben den Daten auch für die leichten bzw. schweren Schauer für unterschiedliche R_{CM} in verschiedenen $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervallen erhält. Man sieht, dass die mittleren Radialwinkel für leicht und schwer über den ganzen Bereich von R_{CM} von 40 – 120 m nahezu parallel zum Verlauf der gesamten Messdaten verlaufen. Bei den Radialwinkelverteilungen beobachtet man, dass für die kleinen Radialwinkel der Daten hauptsächlich die Myonen aus schweren Schauern beitragen, während die großen Radialwinkel durch die Myonen der leichten Schauer beschrieben werden. Entsprechend dem unterschiedlichen Abfall der Lateralverteilungen der Myonen für leichte und schwere Schauer wäre es möglich, dass bei kleinen R_{CM} eher Myonen aus leichten Schauern und bei großen R_{CM} eher Myonen aus schweren Schauern beitragen. Dieser Unterschied in der Zusammensetzung der Primärteilchen scheint jedoch im gezeigten Abstandsbereich höchstens sehr klein zu sein. Für alle gezeigten Verläufe der mittleren Radialwinkel in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Schauerzentrum und Myonspur ist ein nahezu linearer Zusammenhang $\langle\rho\rangle \sim R_{CM}$ beobachtbar. Da die Bestimmung der Produktionshöhe der Myonen lediglich aus diesen beiden Parametern ρ und R_{CM} erfolgt (siehe Kapitel 8) deutet dies auf eine nur geringe Variation der mittleren Produktionshöhen hin.

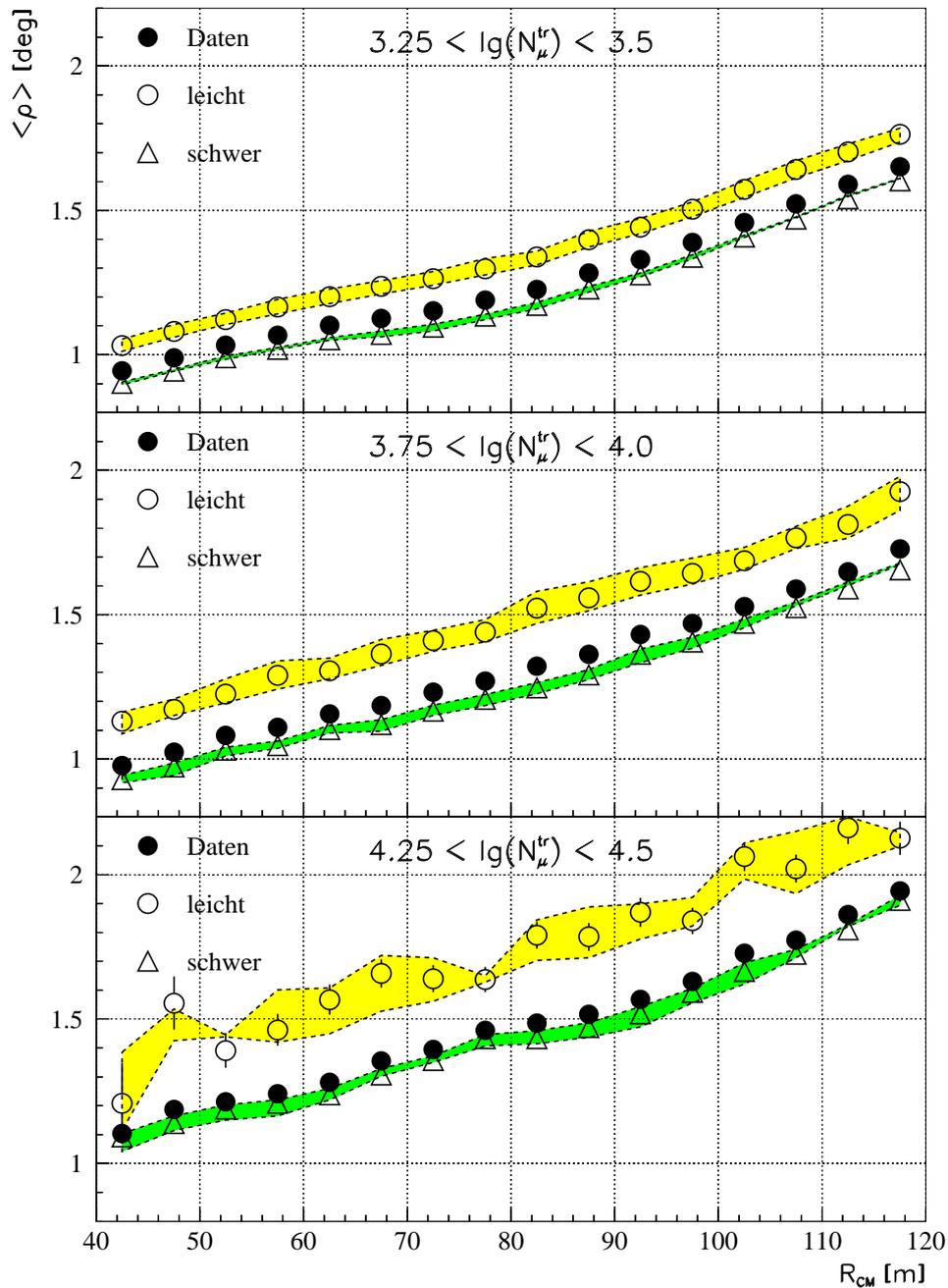


Abbildung 7.14: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Der Variationsbereich wird durch $R_m = 0.73$ (größere $\langle \rho \rangle$) und $R_m = 0.75$ (kleinere $\langle \rho \rangle$) begrenzt.

Wie bereits bei den Verteilungen, als auch bei den mittleren Radialwinkeln liegen bei der Abstandsabhängigkeit der Radialwinkel die Daten ebenfalls aus den dort beschriebenen Gründen eher bei den Werten des nach schweren Primärteilchen angereicherten Datensatzes. Da der Unterschied zwischen leicht und schwer von oben nach unten mit $lg(N_{\mu}^{tr})$ zunimmt, wird die Zusammensetzung der gesamten Daten zunehmend schwerer. Abbildung D.8 im Anhang verdeutlicht den Unterschied der leichten und schweren Daten zu den Simulationen für Protonen und Eisen. Bei den Simulationen wird die Differenz zwischen den mittleren Radialwinkeln von Protonen und Eisen im unteren $lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervall wieder geringer. Bei kleinen Abständen R_{CM} sieht man, wie selbst die Simulationen für Protonen etwas kleinere $\langle\rho\rangle$ liefern als die eiseninduzierten Schauer, während bei weiteren Abständen die Unterschiede zwischen den Daten für leicht und schwer und den Simulationen für Protonen und Eisen noch größer werden.

Kapitel 8

Myonproduktionshöhen

Aus dem Radialwinkel ρ und dem Tangentialwinkel τ lassen sich weitere Observablen des Myonspurdetektors bestimmen, welche wertvolle Informationen über die Schauerentwicklung liefern. Neben der Pseudorapidität und Impulsverteilung der Myonen [Zab 04] ist vor allem die Bestimmung der Myonproduktionshöhe solch ein interessanter Parameter. Der Radialwinkel gibt die Ablenkung der Myonspur von der Schauerachse an, entsprechend dem Transversalimpuls des Myons, bzw. des Vorläufer-Pions. Auf Detektionsebene beobachtet man allerdings ρ -Verteilungen, die von Myonen stammen, die in verschiedenen Höhen erzeugt wurden. Diese Situation ist vergleichbar mit einer Messung an einem Beschleuniger, bei der der Abstand des Targets zum Detektor variiert. Man kann jedoch den Radialwinkel unter Zuhilfenahme des Abstands R_{CM} des Myonhits zum Schauerzentrum über Triangulation als Myonproduktionshöhen (MPH) abbilden. Die Höhe entspricht dabei dem Abstand zum Target. Durch die Kombination von ρ und R_{CM} zur MPH lassen sich weitere Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung gewinnen. Die Myonproduktionshöhen lassen sich im Schauerkoordinatensystem anhand folgender einfacher Gleichung berechnen [Ber 96, Amb 99]:

$$MPH = \frac{R_{CM}}{\tan(\rho)}. \quad (8.1)$$

Diese Definition der MPH in m gibt die Höhe entlang der Schauerachse wieder, in welcher sich Myonspur und Schauerachse in der Radialebene schneiden. Es gibt noch weitere Möglichkeiten zur Bestimmung der Myonproduktionshöhe [Amb 97], z.B. unter Berücksichtigung des Tangentialwinkels [Büt 04]. Die Unterschiede, die sich in den Analysen der Produktionshöhen aus den unterschiedlichen Formeln ergeben, sind aber gering. Bei der Bestimmung der Produktionshöhe machen nur Myonspuren mit positiven Radialwinkeln einen Sinn. Myonen mit negativen Radialwinkeln weisen infolge von Streuung, bzw. der endlichen Auflösung von Array und Spurdetektor von der Schauerachse weg bzw. liefern in der Radialebene einen Schnittpunkt mit der Schauerachse, der im Erdboden liegen würde. Deshalb werden zur Untersuchung der Myonproduktionshöhen zwischen $0 \text{ km} < MPH < 40 \text{ km}$

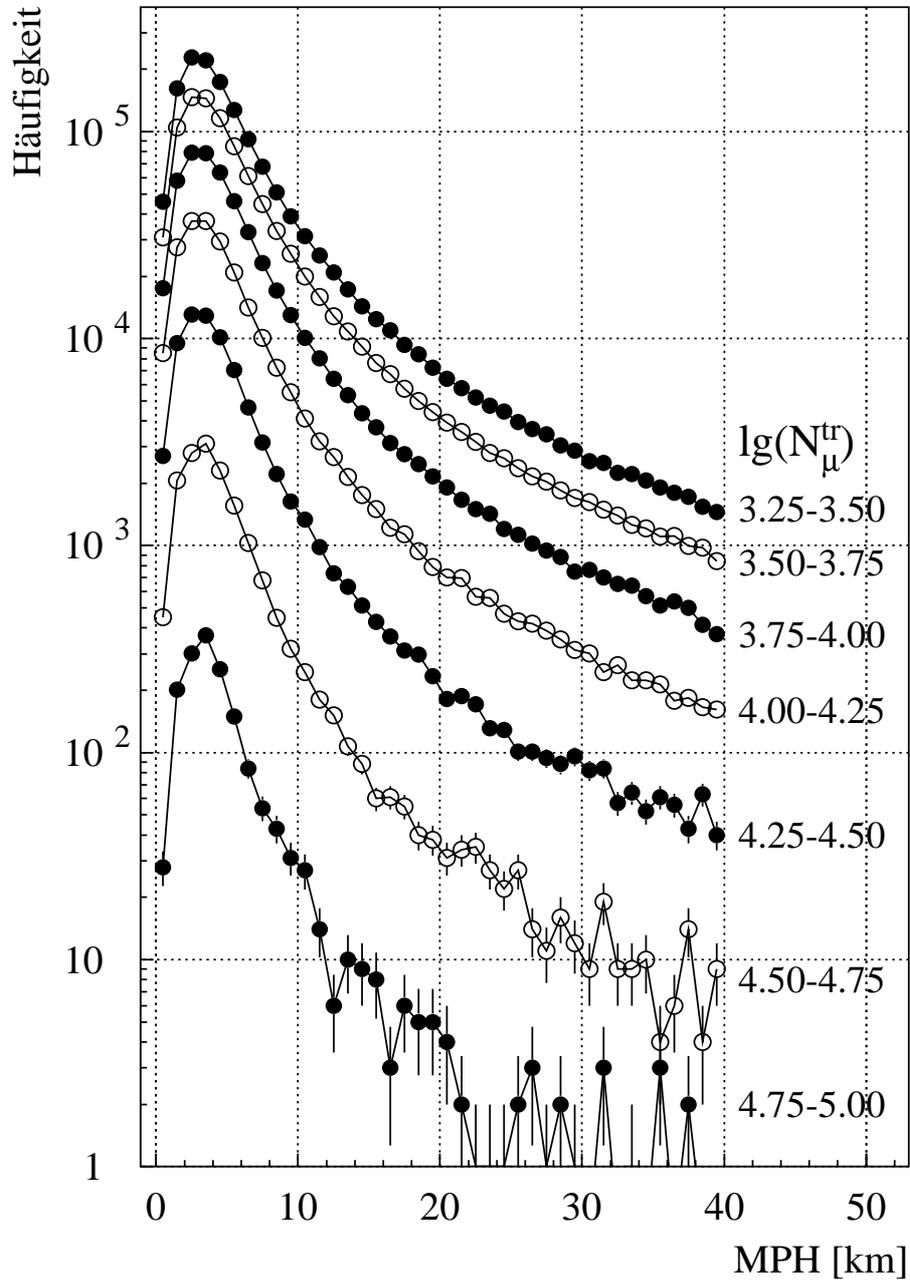


Abbildung 8.1: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für verschiedene $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle im untersuchten Zeitraum (01/03 – 11/04), $40\text{ m} < R_{CM} < 120\text{ m}$.

lediglich Myonspuren mit einem Radialwinkel zwischen $0^\circ < \rho < +8^\circ$ verwendet. Der Anteil an Myonen mit $\rho > 8^\circ$ ist relativ gering. Da bezüglich der Massensensitivität der Produktionshöhen eher Myonen aus großen Höhen von Interesse sind, sind diese Radialwinkel, die mit geringen MPH korreliert sind, nicht notwendig. Wie Gleichung 8.1 verdeutlicht, eignet sich der Radialwinkel besser zur Untersuchung der longitudinalen Schauerentwicklung als die Verwendung der Produktionshöhen. Die symmetrische Unsicherheit des Radialwinkels, entsprechend der Winkelauflösung des Detektorsystems, führt durch die Triangulation des Radialwinkels zu einer asymmetrischen Unsicherheit in der Bestimmung der Produktionshöhe. Besonders für kleine Radialwinkel ist dies mit großen Unsicherheiten in der Produktionshöhe verbunden.

Abbildung 8.1 zeigt die Zahl der Myonen, die im Zeitraum zwischen Anfang Januar 2003 und Ende November 2004 für die verschiedenen $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle aus einer bestimmten Höhe gemessen wurden. Dabei werden Myonspuren verwendet, die einen Abstand zwischen 40 m und 120 m zum Schauerzentrum haben und aus Schauern mit einem Zenitwinkel $\Theta_S < 30^\circ$ stammen. Mit zunehmender Primärteilchenenergie wird das tiefere Eindringen der Primärteilchen bzw. die tiefere Schauerentwicklung ersichtlich. Während sich die Maxima der Häufigkeitsverteilungen nur wenig verändern, verläuft der Abfall der Verteilungen bei großen Höhen immer steiler. Für hohe Primärteilchenenergien kommen verhältnismäßig nur noch wenige Myonen aus großen Höhen. Der steile Abfall der Zahl an Primärteilchen mit ansteigender Energie wird etwas dadurch kompensiert, dass die Anzahl der in den Schauern erzeugten Myonen ansteigt.

Zur Unterscheidung der unterschiedlichen Eindringtiefen bzw. der Lage der Schauermaxima von leichten und schweren Primärteilchen bietet sich als eine weitere Bestimmungsgröße die bis zur Erzeugung der Myonen durchquerte Schichtdicke der Luft (in g/cm^2) an. In diesem Fall spricht man von Myonproduktions-tiefen. Um die durchquerte Schichtdicke eines Teilchenschauers zu bestimmen, benötigt man neben der geometrischen MPH zusätzlich das Dichteprofil der Erdatmosphäre. Das Modell der Erdatmosphäre stellt jedoch infolge einer Parametrisierung des Dichteprofiles lediglich eine Näherung dar und führt weitere Fehler in die MPH-Bestimmung ein. Im Experiment hat man es in Wirklichkeit mit einem Dichteprofil der Atmosphäre zu tun, welches eine Variation mit dem Luftdruck und der Temperatur zeigt. Bei geringem Atmosphärendruck ist die Dichte der Luftmoleküle geringer, weshalb die Schauerteilchen seltener wechselwirken und die Schauerentwicklung näher am Erdboden stattfindet.

Im Rahmen des Auger-Experiments, bei dem Spiegelteleskope mittels des emittierten Fluoreszenzlichts verschiedene Schauerparameter bestimmen, werden unter anderem Ballonmessungen durchgeführt, um die Atmosphärenschichtung möglichst genau rekonstruieren zu können [Kei 03]. Zur Simulation eines Teilchenschauers benötigt man ein solches Atmosphärenmodell, um überhaupt bestimmen zu können, wann ein Teilchen des Schauers das nächste Mal wechselwirkt. In CORSIKA [Hec 98] können verschiedene Atmosphärenmodelle verwen-

det werden. Die Simulationen zu den gemachten Untersuchungen wurden mit der US-Standard-Atmosphäre von 1977 durchgeführt.

Wie im weiteren Verlauf dieses Kapitels zu sehen sein wird, zeigt die Definition der Myonproduktionshöhe nach Gleichung 8.1 eine signifikante Massensensitivität, weshalb auf eine Untersuchung der Eindringtiefe, welche zusätzliche Parameter benötigt, verzichtet wurde. Der untersuchte Zenitwinkelbereich von $0^\circ - 30^\circ$ beinhaltet, dass Schauer aus schräg einfallenden Primärteilchen lediglich einen um maximal 15% längeren Weg zurücklegen, als aus senkrecht einfallenden Primärteilchen. Durch die Untersuchung der geometrischen MPH nach Gleichung 8.1 berücksichtigt man daher Teilchenschauer mit gleicher MPH, die aber bereits unterschiedlich lange Wege in der Atmosphäre zurückgelegt haben. Die mittleren Myonproduktionshöhen unterscheiden sich jedoch deutlich stärker, als sich der Effekt unterschiedlicher zurückgelegter Wegstrecken auswirkt. Im Folgenden werden die Untersuchungen der Myonproduktionshöhen analog zu den Radialwinkeln diskutiert. Zuerst werden die MPH-Verteilungen der Daten mit den Simulationen verglichen, anschließend die mittleren Myonproduktionshöhen, sowie die MPH in Bezug zum Abstand zum Schauerzentrum. Im Anschluss ist wiederum derselbe Vergleich aufgeführt, diesmal zwischen den Daten und den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

8.1 Vergleich Daten - Simulationen

Während der Radialwinkel die Ablenkung der Myonen von der Schauerachse angibt, kann man aus diesem mittels Triangulation über den Abstand zum Schauerzentrum die Information gewinnen, in welcher Höhe über dem Erdboden die Myonen erzeugt wurden. Durch die Mittelung über viele Teilchenschauer lässt sich eine Aussage treffen, ob sich die Schauer eher hoch oben in der Atmosphäre oder näher am Erdboden entwickeln. Aus den Simulationen kann man die Myonproduktionshöhen, die sich aus Protonschauern, entsprechend für leichte und aus Eisenschauern, entsprechend für schwere Primärteilchen, ergeben, ermitteln und diese mit den in der Messung beobachteten Myonproduktionshöhen vergleichen. Die Myonen aus den Daten sollten im Mittel aus einer Höhe kommen, die sich zwischen den Produktionshöhen der Myonen für Proton- und Eisensimulationen befindet. Der Vergleich der MPH zwischen Daten und Simulationen bietet eine Möglichkeit zur Überprüfung der longitudinalen Entwicklung der Teilchenschauer. Werden die Myonen z.B. in den Simulationen geringer von der Schauerachse abgelenkt (kleinere ρ) als in den Daten, worauf die Untersuchungen der Radialwinkel in Kapitel 7 hindeuten, so stammen die Myonen, die mit festen Abständen zwischen 40 m und 120 m untersucht werden, im Mittel zwangsläufig aus größeren Höhen.

8.1.1 Verteilungen der Myonproduktionshöhen

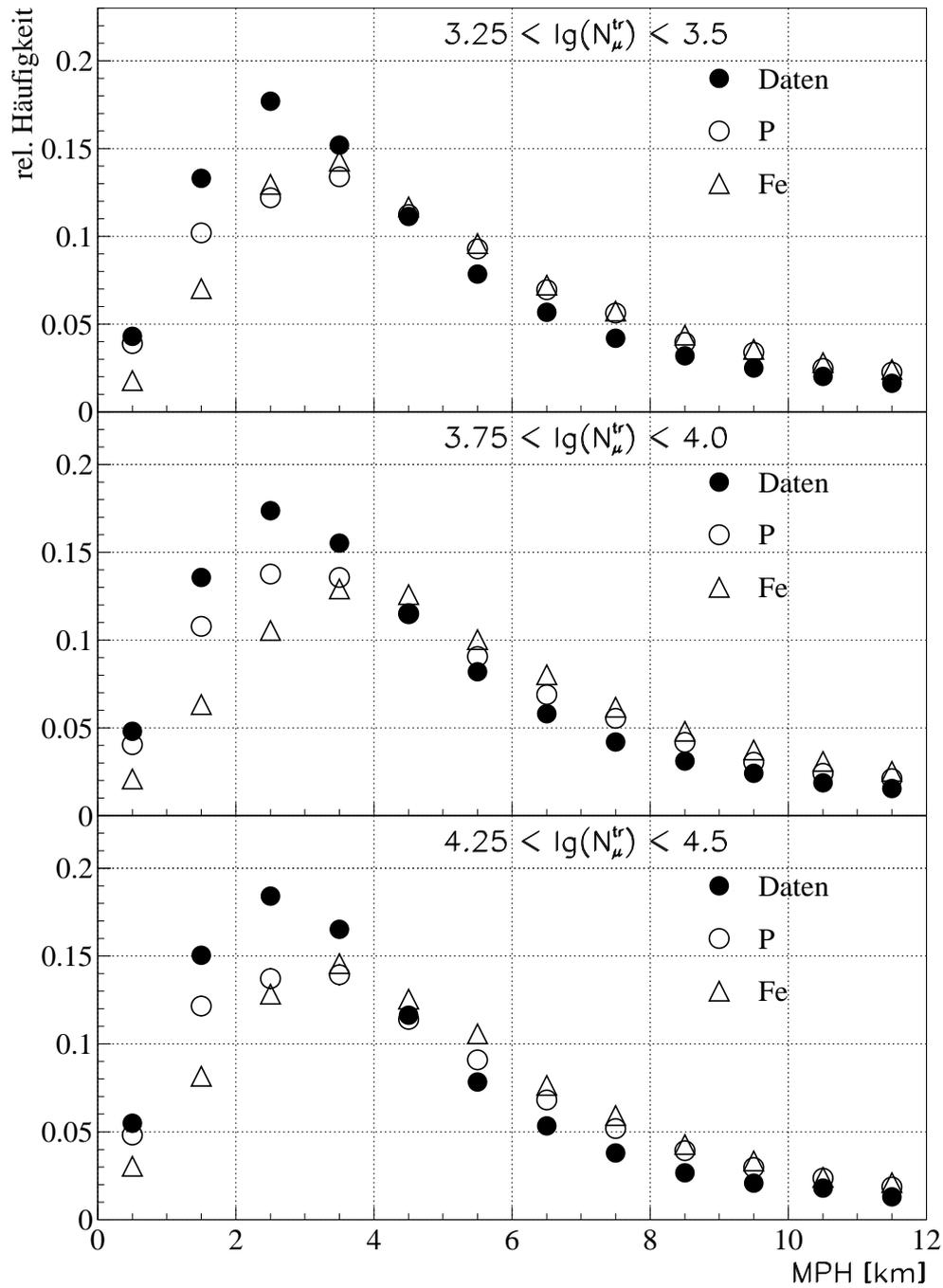


Abbildung 8.2: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für den Abstandsbereich von 40 – 80 m für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und Simulationen.

Analog zu den Untersuchungen der Radialwinkel zeigen die Abbildungen 8.2 und 8.3 die Verteilungen der Myonproduktionshöhen der Messdaten und Simulationen für Protonen und Eisen für 3 verschiedene Myonzahlintervalle und die Abstandsbereiche von $40 - 80 m$ bzw. $80 - 120 m$. Zum Vergleich der Daten mit der wesentlich geringeren Zahl an simulierten Schauern sind die Verteilungen für die Produktionshöhen bis $40 km$ auf den Flächeninhalt 1 normiert. Wie bei den Radialwinkeln in Kapitel 7.1.1 zeigt sich, dass die Verteilung der Daten nicht zwischen den Simulationen für Protonen und Eisen liegt. Die Verteilungen der Simulationen verlaufen flacher als die Daten und zeigen eine Verschiebung zu größeren Produktionshöhen, was der Verschiebung zu kleineren ρ bei den Untersuchungen der Radialwinkel entspricht. In den Simulationen werden anteilmäßig mehr Myonen, die hoch in der Atmosphäre erzeugt wurden, rekonstruiert, als dies bei der Messung der Fall ist.

Für Untersuchungen von Myonen aus großen Höhen ist wegen den damit verbundenen kleinen Radialwinkeln die Auflösung in der Spurrichtung (MTD+Array) von besonderer Bedeutung. Jedoch zeigen sich bereits bei niedrigen Produktionshöhen, aus denen die Myonen am wahrscheinlichsten stammen, starke Unterschiede zwischen den Daten und Simulationen. Myonen aus diesem niedrigen Höhenbereich besitzen im Mittel große Radialwinkel, bei denen sich die eventuell unterschiedliche Auflösung bei der Messung im Vergleich zur Simulation nur noch verhältnismäßig gering bemerkbar macht. Während der Fehler infolge der begrenzten Detektorauflösung für ρ analog zu τ symmetrisch ist, führt dieser symmetrische Fehler bei der Bestimmung der Produktionshöhe durch den unterschiedlichen Hebelarm zu einem asymmetrischen Fehler, welcher allerdings eher eine Verschiebung zu größeren Höhen bewirken würde. Geht man davon aus, dass die Auflösung des Detektors in den Simulationen geringfügig besser ist als in den Daten, so hätte dies eher einen gegenteiligen Effekt zur Folge und die Daten müssten höher liegen als die Simulationen. Die Unterschiede zwischen den Verteilungen müssen daher noch weitere Ursachen besitzen.

Mit zunehmender Myonzahl verschieben sich die wahrscheinlichsten Werte (Maxima) der Verteilungen nur geringfügig, allerdings nimmt die Wahrscheinlichkeit für die niedrigen auf Kosten der sehr großen Produktionshöhen zu. Ansonsten verhalten sich die Verteilungen der Daten relativ zu denen der Simulationen mit zunehmender Primärteilchenenergie annähernd gleich. Im Abstandsbereich von $40 - 80 m$ ist in ca. $5 km$ Höhe die Wahrscheinlichkeit, dass in den Daten ein Myon in dieser Höhe erzeugt wurde, genauso groß wie in den Simulationen. Geringe Produktionshöhen sind in den Daten durchgehend häufiger als in den Simulationen, während es für große Höhen umgekehrt der Fall ist. Vergleicht man lediglich die Proton- und Eisensimulationen miteinander, so fällt auf, dass anfangs die Myonen aus tiefer eindringenden Protonschauern wahrscheinlicher sind, dann mit zunehmender Produktionshöhe die Häufigkeit für Myonen aus Eisenschauern überwiegt, bis sich die relativen Häufigkeiten noch höher über dem Erdboden wieder aneinander angleichen. Der Schnittpunkt, an dem die Wahrscheinlichkeit

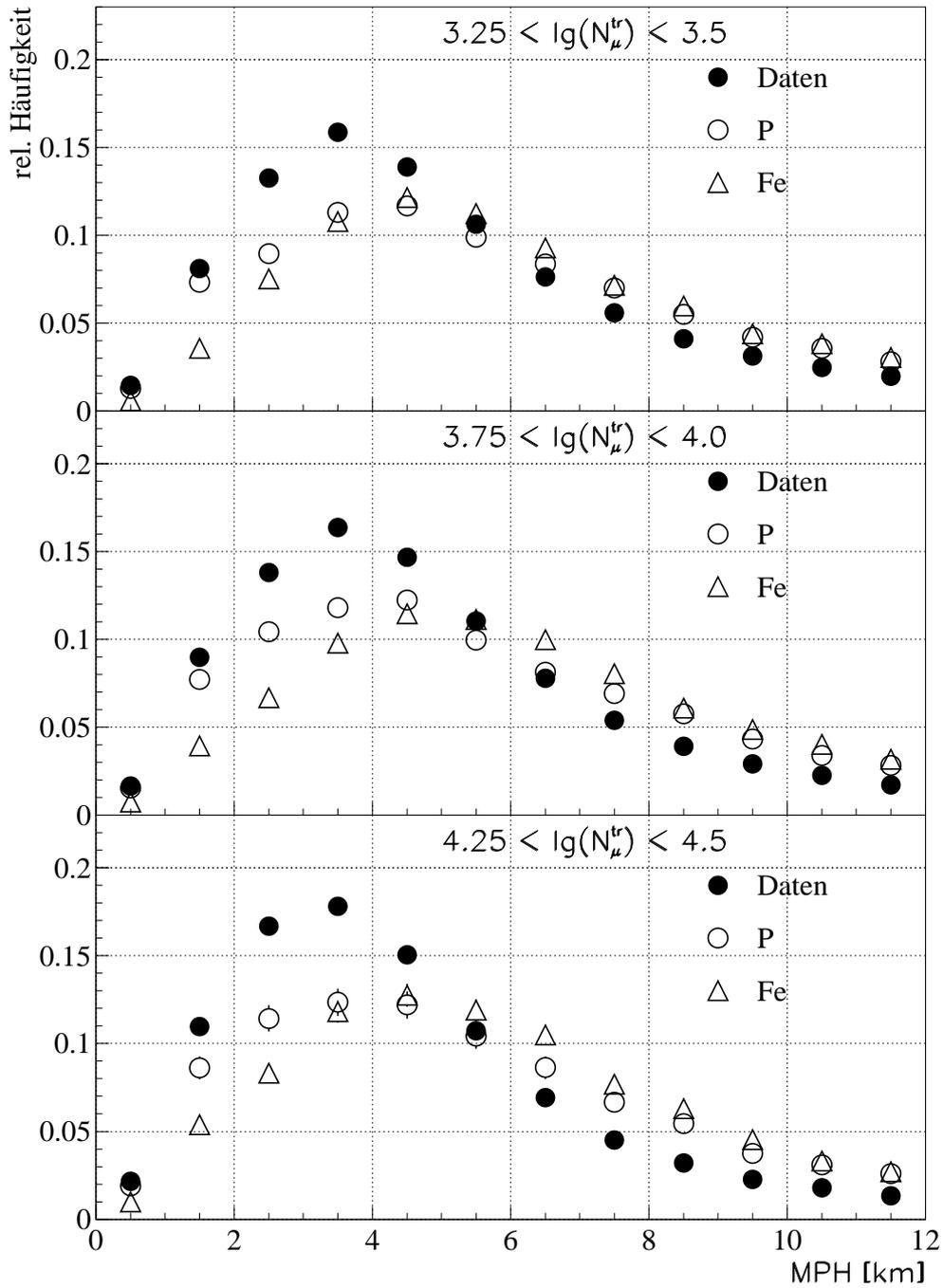


Abbildung 8.3: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für den Abstandsbereich von 80 – 120 m für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und Simulationen.

für Proton- und Eisenschauer gleich groß ist, bewegt sich in beiden Abstandsreichen vom oberen zum mittleren $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervall zuerst nach oben, während er für noch hochenergetischere Primärteilchen wieder näher am Erdboden liegt. Man kann bei Eisenschauern beobachten, dass sie für höhere Energien nicht notwendigerweise tiefer eindringen. Möglicherweise macht sich in den Eisenschauern im Myonzahlenbereich von $3.25 < lg(N_\mu^{tr}) < 3.5$ noch die Nachweiseffizienz des Arrays bemerkbar, sodass nur Myonen aus Schauern rekonstruiert werden, die infolge der starken Fluktuationen tief in die Erdatmosphäre eingedrungen sind.

Durch die tiefere Entwicklung von Schauern aus leichten im Gegensatz zu schweren Primärteilchen in der Atmosphäre unterscheiden sich die Verteilungen der Myonproduktionshöhen für die Proton- und Eisensimulationen. Bei richtig beschriebener Entwicklung der Teilchenschauer durch die Simulation der Wechselwirkungsprozesse in der Atmosphäre und im Detektor ließe sich daher die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung anhand der Myonproduktionshöhen ermitteln. Während die Myonen in den Daten, die in großen Höhen erzeugt wurden, hauptsächlich aus den Schauern der schweren Primärteilchen stammen, wird die MPH-Verteilung bei niedrigen Höhen vorwiegend durch die Verteilung der leichten Primärteilchen bestimmt. Analog zu den Radialwinkelverteilungen sind bei den MPH-Verteilungen die Simulationen im Vergleich zu den Daten zu größeren Myonproduktionshöhen verschoben. Die Eisensimulationen zeigen zwar noch das erwartete Verhalten bezüglich der Daten, jedoch müssten die Symbole der Protonen anfangs über denen der Daten liegen und für große MPH-Werte darunter.

Beim Vergleich des Abstandsbereichs von $40 - 80 m$ mit dem von $80 - 120 m$ lassen sich die gleichen Beobachtungen machen. Weiter entfernt vom Schauerzentrum verschieben sich lediglich die Verteilungen weiter nach oben und verlaufen etwas flacher. Nimmt man an, dass die Radialwinkel ungefähr gleich groß sind, unabhängig davon, in welcher Höhe die Myonen erzeugt werden, so folgt direkt aus dem Strahlensatz, dass die Myonen, die weiter vom Schauerzentrum entfernt nachgewiesen werden, aus größeren Höhen stammen.

Zwar lassen sich die Verteilungen der Daten nicht durch eine entsprechende Gewichtung der Verteilungen der Proton- und Eisensimulationen beschreiben, dennoch lassen sich aus diesen Verteilungen möglicherweise andere Informationen, wie über die angewandten Wechselwirkungsmodelle oder die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, gewinnen. Auch wenn der Unterschied zwischen den Daten und Simulationen noch nicht verstanden ist, sind für den Fall, dass die Radialwinkel in den Simulationen im Mittel durchgehend zu klein geraten, möglicherweise dennoch die einen oder anderen Eigenschaften der Verteilungen der Daten richtig durch die Simulationen beschrieben. So könnte der Formverlauf, z. B. der Anstieg oder Abfall vor bzw. nach dem Maximum der Verteilungen, einen Ansatzpunkt für zukünftige Analysen darstellen. Dies gilt sowohl für die Verteilungen des Radialwinkels als auch für die der Myonproduktionshöhen.

8.1.2 Mittlere Myonproduktionshöhen

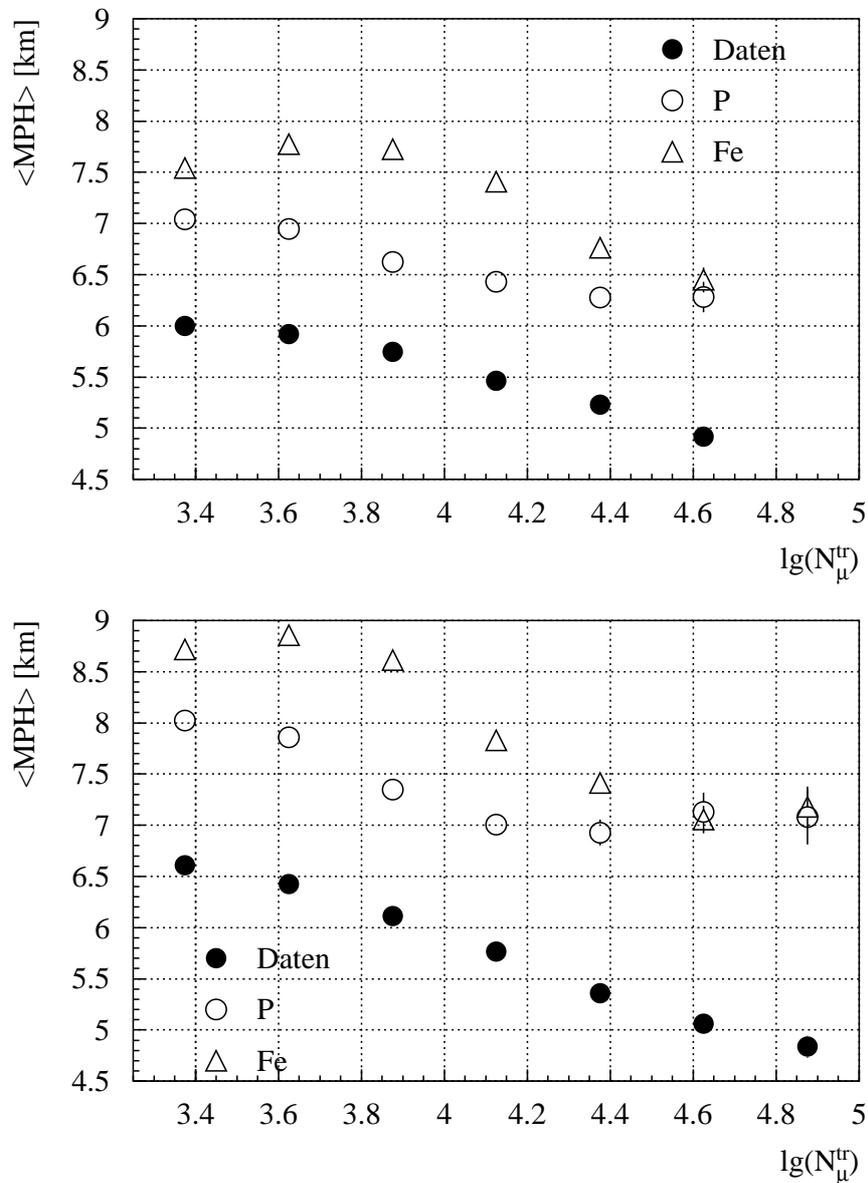


Abbildung 8.4: Mittlere Myonproduktionshöhen für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten).

Da besonders die Myonen, die hoch oben in der Atmosphäre in den ersten Wechselwirkungen eines Teilchenschauers erzeugt werden, zur Bestimmung der Eindringtiefe der Primärteilchen wertvoll sind, um damit etwas über deren Masse zu erfahren, werden die MPH-Verteilungen über einen großen Bereich von

0 – 40 km untersucht. Infolge der starken Fluktuationen in der Schauerentwicklung kann für die Myonen eines einzelnen Schauers keine Aussage gemacht werden, ob das entsprechende Primärteilchen eher leicht oder schwer war. Erst durch die Mittelung über viele Teilchenschauer kann eine Zusammensetzung der kosmischen Strahlung abgeleitet werden. Abbildung 8.4 zeigt die mittlere Produktionshöhe der Myonen in den beiden Abstandsbereichen über der Myonenzahl $lg(N_\mu^{tr})$. Die Mittelwerte sind den im vorigen Kapitel 8.1.1 gezeigten Verteilungen in den Abbildungen 8.2 und 8.3 entnommen. Entsprechend werden nur Produktionshöhen von Myonen zwischen $0\text{ km} < \text{MPH} < 40\text{ km}$ zur Mittelwertbildung verwendet. Wie bereits bei der Untersuchung der mittleren Radialwinkel beschrieben, konnte im letzten $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervall des Abstandsbereichs von 40 – 80 m infolge der hohen Teilchendichten im Experiment kein Mittelwert bestimmt werden. Sonst zeigt die Abbildung keine weiteren Hinweise auf Auswirkungen des Dichte-Effekts.

Im Verlauf der mittleren Myonproduktionshöhen ist deutlich das tiefere Eindringen der Primärteilchen und die damit verbundene tiefere Schauerentwicklung zu erkennen. $\langle \text{MPH} \rangle$ zeigt dabei eine Veränderung über 2 km. Die $\langle \text{MPH} \rangle$ -Kurven fallen bei großen $lg(N_\mu^{tr})$ -Werten stärker ab als bei kleinen. Vergleicht man die Datenpunkte der beiden verschiedenen Abstandsbereiche miteinander, so beobachtet man, dass sich die mittleren MPH bei $lg(N_\mu^{tr})$ -Werten von 3.25 – 3.5 um lediglich ca. 0.6 km unterscheiden, wobei der Höhenunterschied mit zunehmender Primärteilchenenergie noch geringer wird. Für $lg(N_\mu^{tr})$ -Werte von 4.5 – 4.75 scheinen die Myonen in beiden Abstandsbereichen im Mittel nahezu aus derselben Höhe um 5 km zu kommen. In den Simulationen, sowohl für Protonen als auch für Eisen, ist hingegen der Unterschied von ca. 0.5 km bis 1 km zwischen den beiden Abstandsbereichen größer. Bei den Untersuchungen der mittleren Radialwinkel in Kapitel 7.1.2 ist noch kein unterschiedliches Verhalten der Daten und Simulationen beim Vergleich der beiden Abstandsbereiche erkennbar. Der geringere Höhenunterschied der Daten scheint sich also erst bei der Triangulation der Radialwinkel über den Abstand R_{CM} zur Schauerachse zu ergeben. Auf den Vergleich der Myonproduktionshöhen bei verschiedenen R_{CM} wird jedoch im nächsten Kapitel 8.1.3 noch ausführlicher eingegangen.

Die mittleren MPH der Simulationen liegen um ca. 1.5 km höher als die der Daten, vergleichbar mit den vorangegangenen Untersuchungen der Radialwinkel bzw. der MPH-Verteilungen. Die Daten scheinen im Vergleich zu den Simulationen mehr Myonen aus geringer Höhe zu besitzen.

Bei den mittleren Myonproduktionshöhen der Eisensimulationen zeigt sich im niedrigsten $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervall erneut die Nachweiswahrscheinlichkeit des Arrays. Die Myonen stammen bei dieser Schauerenergie aus niedrigeren Höhen, da nur Eisenschauer durch das Array rekonstruiert werden, die zu großen Eindringtiefen fluktuieren. Bei den Protonensimulationen fällt bei hohen Schauerenergien ein Trend zu größeren mittleren MPH auf, entsprechend zu den kleiner werdenden mittleren Radialwinkeln. Möglicherweise wird bei diesen Energien die Mittelwertbildung unsicher, da sich die MPH-Verteilungen über einen weiten Bereich

erstrecken und Myonen, die in sehr großer Höhe erzeugt wurden, sich stark auf den Mittelwert auswirken können. Die Beobachtung zeigt sich evtl. eher in den Protonsimulationen, da Protonschauer größere Fluktuationen in der Schauerentwicklung, speziell in der Eindringtiefe, zeigen als Eisenschauer.

8.1.3 Abstandsabhängigkeit der Myonproduktionshöhen

Untersucht man die durch den MTD rekonstruierten Myonproduktionshöhen, so sollte man sich bewusst sein, dass die dabei gewonnenen MPH-Verteilungen nicht zwangsläufig der Longitudinalverteilung der Myonen entsprechen bzw. die mittleren Myonproduktionshöhen die Schauermaxima der Myonen darstellen. Mit dem MTD wird lediglich ein bestimmter Bereich der Schauerentwicklung analysiert. So tragen z.B. sämtliche Myonen, die nahe an der Schauerachse ($R_{CM} < 40\text{ m}$) liegen, bzw. sich am Erdboden weit davon entfernt ($R_{CM} > 120\text{ m}$) haben, nicht zu den rekonstruierten Verteilungen der Myonproduktionshöhen bei. Myonen, die sehr hoch in der Atmosphäre erzeugt werden bzw. große Radialwinkel besitzen, können auf Beobachtungsniveau sehr große Abstände zum Schauerzentrum annehmen und fehlen dadurch in den durchgeführten Analysen. Umgekehrt fehlen Myonen, die aus geringer Höhe stammen bzw. sehr kleine Radialwinkel besitzen, da sie zu nah an der Schauerachse liegen. Durch die Einschränkung des Bereichs für die Radialwinkel von 0° bis 8° erfolgt ein weiterer Einschnitt in die untersuchten Höhenbereiche.

Abbildung 8.5 zeigt die mittleren Produktionshöhen $\langle\text{MPH}\rangle$ der Myonen für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle und gemittelt von $0 - 40\text{ km}$, die sich abhängig vom Abstand R_{CM} zwischen Schauerzentrum und Myonspur ergeben. Betrachtet man die Ergebnisse der Daten, so beobachtet man anfangs umso größere mittlere MPH, je weiter sich die Myonen von der Schauerachse entfernt haben. Anschließend werden die MPH-Werte bei einer Zunahme von R_{CM} jedoch wieder geringer. Dieser Verlauf entspricht dem beobachteten Anstieg der $\langle\rho\rangle$ -Werte in den Untersuchungen zur Abstandsabhängigkeit der Radialwinkel in Kapitel 7.1.3. Bei den Myonproduktionshöhen tritt der Effekt deutlicher zu Tage als bei den Radialwinkeln, da sich kleine ρ in der Mittelwertbildung weniger auswirken als die entsprechenden großen MPH, die sich proportional zu $1/\tan(\rho)$ ergeben. Die Variation von $\langle\text{MPH}\rangle$ mit dem Abstand nimmt mit zunehmender Myonzahl ab. Spielt sie sich im oberen $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervall im Rahmen von 1.4 km ab, so beträgt sie im unteren Intervall nur noch wenige hundert Meter.

Bei festgehaltenem Radialwinkel entspricht ein bestimmter R_{CM} -Wert einer bestimmten Produktionshöhe. Infolge der Radialwinkelverteilung und der longitudinalen Entwicklung der Zahl an Myonen sowie den Fluktuationen in der Schauerentwicklung, können die Myonen aus unterschiedlichen Abständen zur Schauerachse im Mittel dennoch in derselben Höhe erzeugt worden sein. Eine Abnahme von $\langle\text{MPH}\rangle$ bedingt durch Zerfall der Myonen, die eher aus großen Höhen stammen, ließe sich vorwiegend bei weiten Abständen beobachten. Die

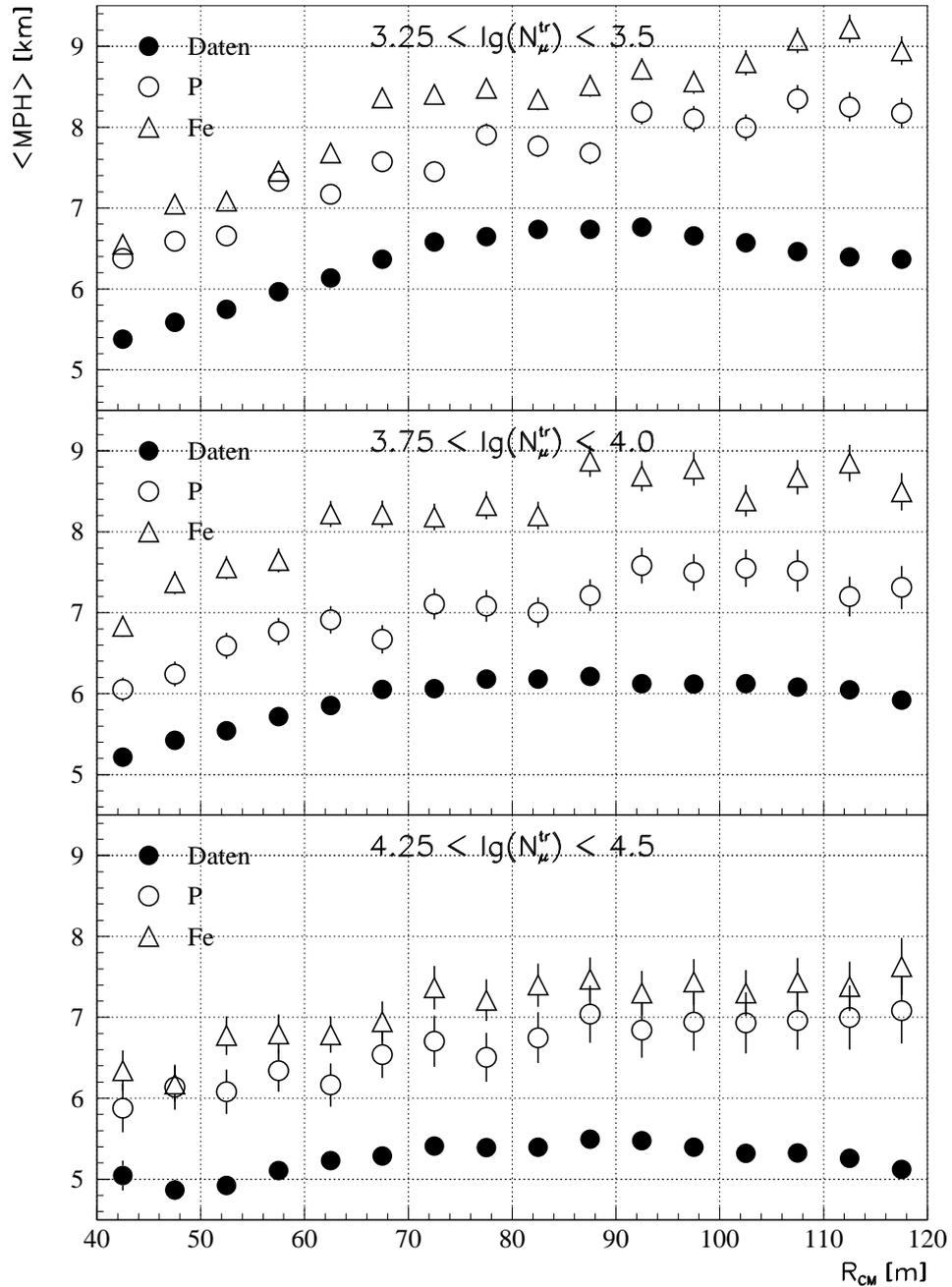


Abbildung 8.5: Abhängigkeit der mittleren Myonproduktionshöhen vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und QGSJET-Simulationen.

Myonen aus großen Höhen tragen infolge des langen Hebelarms relativ stark zur Mittelwertbildung bei. Abgesehen vom Zerfall von Myonen kann das tiefere Eindringen der Primärteilchen mit zunehmender Energie dazu führen, dass der Anteil an Myonen aus großen Höhen abnimmt und der Mittelwert nur noch wenig über den Abstandsbereich variiert.

In den Simulationen wachsen im Gegensatz zu den Daten die mittleren Myonproduktionshöhen durchgehend mit ansteigendem R_{CM} , auch wenn der Anstieg immer geringer wird. In den Simulationen, besonders für Eisen, zeigen sich Variationen in den $\langle MPH \rangle$ -Werten, welche die statistischen Fehler übersteigen. Als Ursache für diese Variationen kommen die starken Fluktuationen in den Myonproduktionshöhen in Frage, besonders die Zahl der Myonen aus großen Höhen bis 40 km . Dafür spricht, dass die Variationen umso stärker ausfallen, je höher die Mittelwerte liegen. Weiterhin fällt der Unterschied zwischen den Symbolen für Proton- und Eisensimulationen auf, der zuerst mit der Primärteilchenenergie zu- und danach wieder abnimmt. Die Zunahme des Unterschieds lässt sich möglicherweise dadurch erklären, dass sich die Zahl der Myonen für verschieden schwere Primärteilchen besonders in der Anfangsphase der Schauerentwicklung unterscheidet und die mittleren im Myonspurdetektor rekonstruierten MPH durch ein tieferes Eindringen der Primärteilchen sensitiver für diesen Bereich der Schauerentwicklung werden. Die Abnahme bei noch höheren Schauerenergien ergibt sich möglicherweise dadurch, dass die Verteilungen der Myonproduktionshöhen schmaler und dadurch auch die Mittelwerte zusammengeschoben werden.

Abbildung E.4 zeigt analog zu den Untersuchungen für den Radialwinkel (Kapitel 7.1.3) den Vergleich der Daten mit den Simulationen für das Wechselwirkungsmodell SIBYLL. Die Verteilungen der mittleren Myonproduktionshöhen in Abhängigkeit vom Abstand zeigt wiederum größere statistische Fehler als bei den Untersuchungen mit QGSJET. Auch hier zeigen die SIBYLL-Simulationen den gleichen tendenziellen Unterschied zu den Daten wie die QGSJET-Simulationen.

8.2 Datenaufteilung in leichte und schwere Primärteilchen

Da die Bestimmung der Myonproduktionshöhe nach Gleichung 8.1 wesentlich vom Radialwinkel abhängt, zeigt sich für die Untersuchungen der Produktionshöhen im Kapitel 8.1 ein ähnlicher Unterschied zwischen Daten und Simulationen wie bei den Radialwinkeluntersuchungen in Kapitel 7.1. Bei den Untersuchungen der Produktionshöhen zeigt sich, dass die Myonen in den Simulationen im Mittel aus größeren Höhen stammen. Im Folgenden wird analog zu dem Vorgehen bei den Radialwinkeln das Verhalten der Myonproduktionshöhen für verschieden schwere Primärteilchen untersucht. Dazu werden erneut die Gesamtdaten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen aufgeteilten Messdaten verglichen.

8.2.1 Verteilungen der Myonproduktionshöhen

Die Abbildungen 8.6 und 8.7 zeigen die Verteilungen der Myonproduktionshöhen in den 2 verschiedenen Abstandsbereichen für drei $lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Im Gegensatz zu den Abbildungen 8.2 und 8.3 werden die Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen verglichen, anstatt mit den Simulationen für Protonen und Eisen. Anhand dieser Verteilungen wird deutlich, dass leichte Primärteilchen tiefer in die Atmosphäre eindringen als schwere, und daher auch die Myonen im Mittel aus geringerer Höhe stammen. Mit zunehmender Primärteilchenenergie werden besonders die Myonen aus leichten Schauern immer näher am Erdboden erzeugt, während die Verteilungen der schweren Schauer im Vergleich dazu weniger variieren. Dadurch entsteht der Eindruck, dass sich die Verteilungen für leicht und schwer mit zunehmender Primärteilchenenergie immer mehr voneinander unterscheiden. Die Untersuchung der Myonproduktionshöhe scheint vermehrt auf die Masse des Primärteilchens sensitiv zu sein. In den beiden Abstandsbereichen lassen sich vergleichbare Beobachtungen machen, wobei die Myonen im Abstandsbereich von $80 - 120 m$ infolge des längeren Hebelarms etwas größere MPH liefern als im Abstandsbereich von $40 - 80 m$ und daher die Verteilungen etwas flacher verlaufen.

Außer den Verteilungen der Produktionshöhen für die Aufteilung der Daten mit dem Schnittparameter $R_m = 0.74$ (Symbole) sind die Verteilungen für $R_m = 0.73$ und $R_m = 0.75$ als Begrenzungen der den Symbolen unterlegten Bänder zu sehen. Da ein Schnitt mit $R_m = 0.73$ zu einer protonähnlicheren Anreicherung der Datensätze führt, sind diese Verteilungen zu niedrigeren Produktionshöhen verschoben als für einen höheren Wert des Schnittparameters. Bei niedrigen Produktionshöhen ist die Wahrscheinlichkeit größer, dass die Myonen aus einem Schauer eines leichten als eines schweren Primärteilchens stammen, während Myonen, die höher in der Atmosphäre erzeugt wurden, vorwiegend aus schweren Schauern stammen. Entsprechend verändert sich mit ansteigender Produktionshöhe auch die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen R_m -Werte zueinander.

Wie bei den Untersuchungen der Radialwinkel mit den aufgeteilten Datensätzen (Kapitel 7.3.1) zeigt sich auch bei den Verteilungen der Myonproduktionshöhen, dass die gesamten Daten nur wenig von den Verteilungen der schweren Schauer abweichen. Das kann durch die größere Anzahl der Myonen aus schweren Schauern in den Daten erklärt werden. Mit zunehmender Myonzahl werden die Verteilungen der Daten und der schweren Schauer immer ähnlicher, während der Unterschied zwischen den Daten und den leichten Schauern zunimmt. Würde man bei den Myonproduktionshöhen berücksichtigen, dass die gesamten Messdaten eisenlastig sind, so würde eine Korrektur den Unterschied zwischen den Daten und Simulationen noch vergrößern, anstatt eine Erklärung dafür zu liefern. Die Abbildungen E.1 und E.2 im Anhang ermöglichen den direkten Vergleich der Simulationen für Protonen und Eisen mit den leichten und schweren Datensätzen.

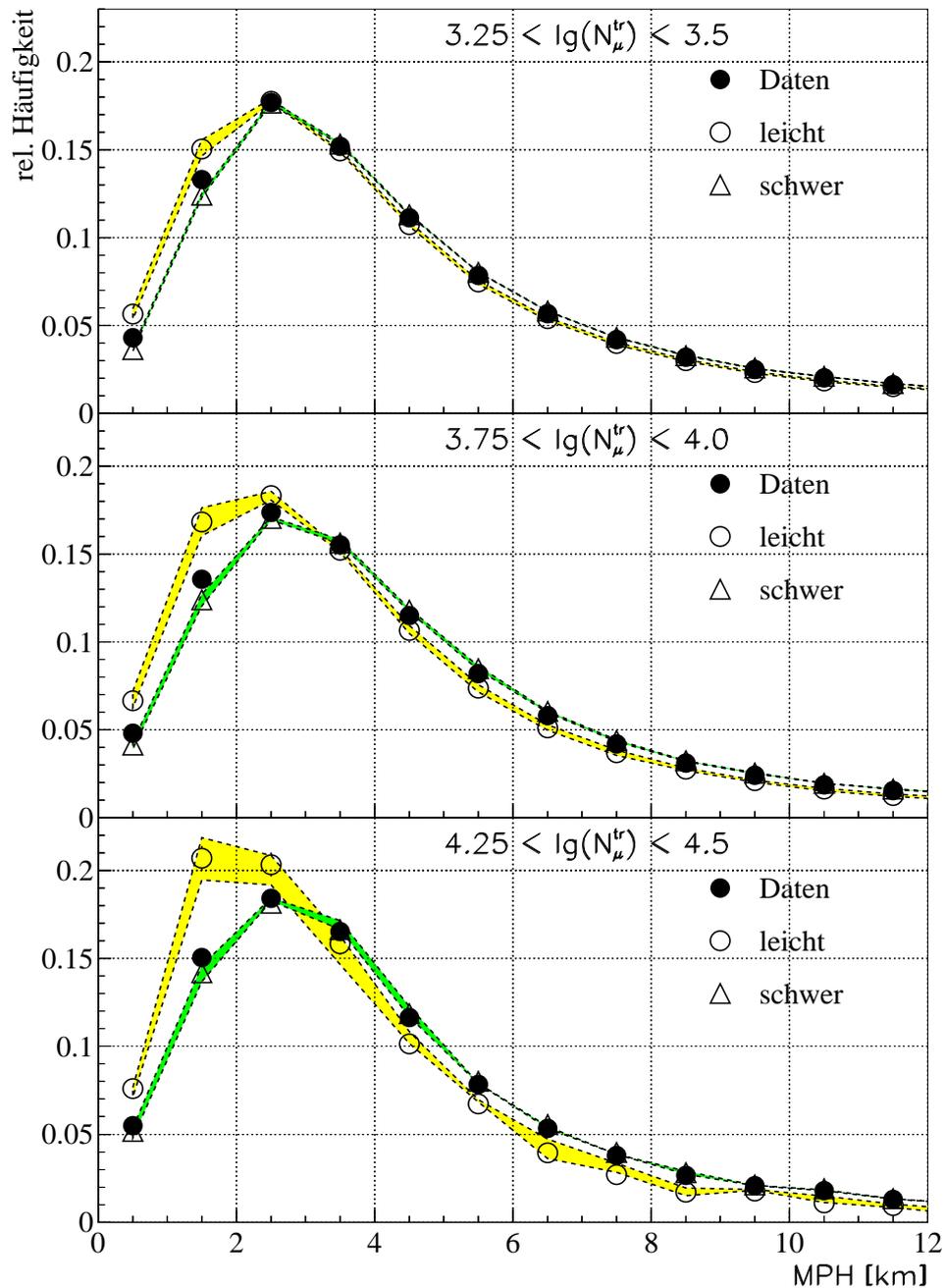


Abbildung 8.6: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für den Abstandsbereich von 40 – 80 m für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Die Verteilungen für $R_m = 0.73$ sind zu kleineren und für $R_m = 0.75$ zu größeren MPH-Werten verschoben.

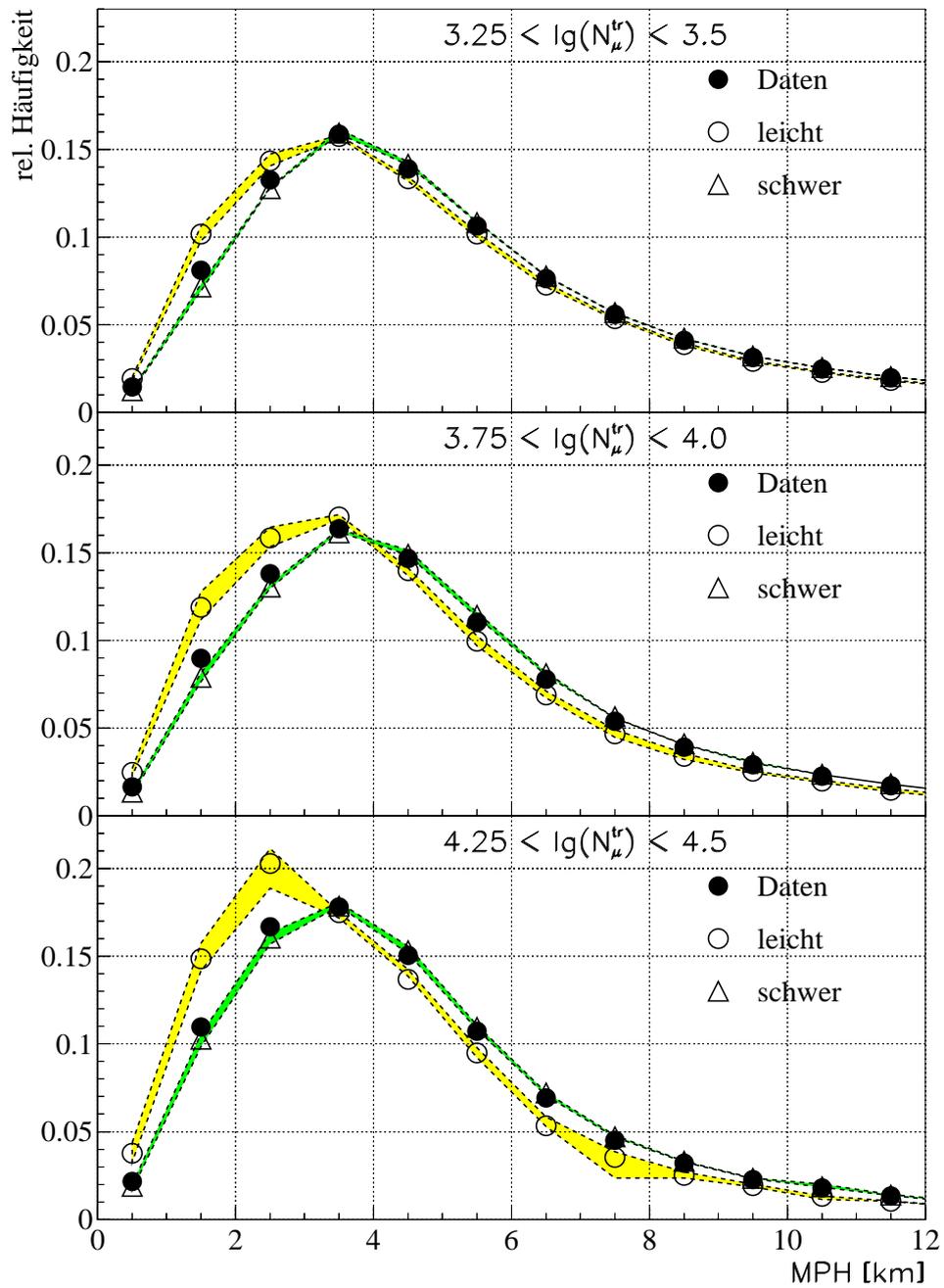


Abbildung 8.7: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für den Abstandsreich von $80 - 120 \text{ m}$ für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Die Verteilungen für $R_m = 0.73$ sind zu kleineren und für $R_m = 0.75$ zu größeren MPH-Werten verschoben.

8.2.2 Mittlere Myonproduktionshöhen

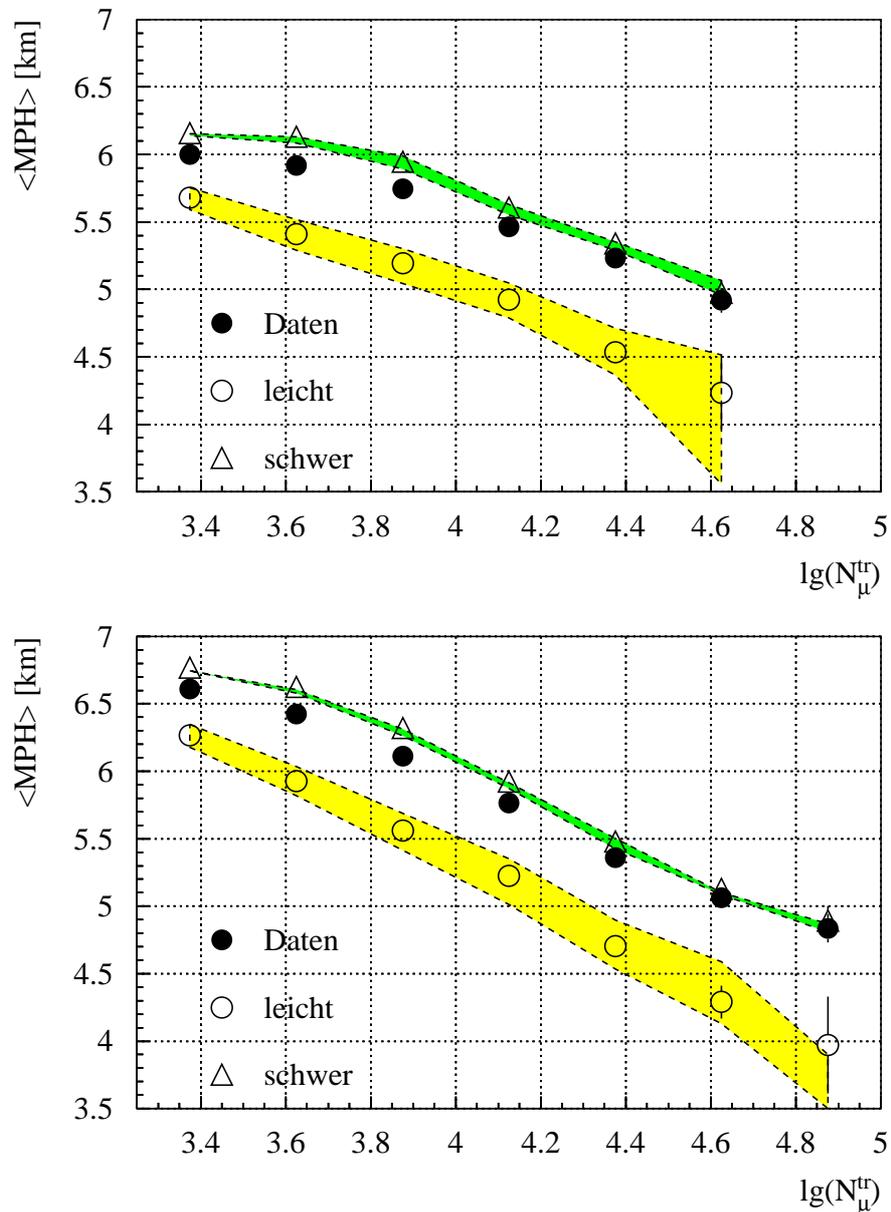


Abbildung 8.8: Mittlere Myonproduktionshöhen für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten). Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Der Variationsbereich wird durch $R_m = 0.73$ (kleinere $\langle \text{MPH} \rangle$) und $R_m = 0.75$ (größere $\langle \text{MPH} \rangle$) begrenzt.

Im Folgenden werden die Mittelwerte der Myonproduktionshöhenverteilungen der Abbildungen 8.6 und 8.7 für die gesamten Daten mit den Daten für Schauer von leichten und schweren Primärteilchen verglichen. In Abbildung 8.8 zeigt sich, dass sich der Unterschied zwischen den mittleren Produktionshöhen für leicht und schwer kaum mit der Myonzahl verändert. Zusätzlich ist dieser Unterschied von ca. 0.7 km auch für beide Abstandsbereiche vergleichbar. Infolge des Zusammenhangs zwischen Produktionshöhe und Radialwinkel nach Gleichung 8.1 erklärt dies die Zunahme des Unterschieds des mittleren Radialwinkels zwischen leicht und schwer mit ansteigender Primärteilchenenergie, besonders im weiter entfernten Abstandsbereich von $80 - 120\text{ m}$.

Im Vergleich der mittleren Produktionshöhe im ersten $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle zum Trend der Werte bei größeren Myonzahlen fällt der Wert bei schweren Schauern etwas ab, was bei den leichten Schauern nicht der Fall ist. Hier bestätigt sich die geringere Nachweiswahrscheinlichkeit des Arrays für Schauer von schweren Primärteilchen mit geringer Energie. Hauptsächlich werden solche Schauer nachgewiesen, bei denen sich die Schauer aufgrund der großen Fluktuationen in der Eindringtiefe der Primärteilchen erst sehr spät in der Atmosphäre entwickeln.

Der direkte Vergleich zwischen den mittleren Myonproduktionshöhen der Proton- bzw. Eisensimulationen und des leichten bzw. schweren Datensatzes befindet sich in Abbildung E.3 des Anhangs. Während der Abstand zwischen den Proton- und Eisensymbolen bei niedrigen Primärteilchenenergien noch größer als der zwischen leicht und schwer ist, nähern sich die Symbole der Simulationen bei höheren Energien aneinander an, wobei der Abstand zwischen den Symbolen für die aufgeteilten Daten ungefähr gleich bleibt.

Da die Aufteilung der Daten anhand $R_m = 0.73$ für leichte und schwere Schauer jeweils protonähnlicher wird (siehe Kapitel 7.3.1), begrenzt dieser Schnitt die eingezeichneten Bänder zu niedrigeren mittleren Myonproduktionshöhen. Entsprechend erzeugt eine Aufteilung anhand $R_m = 0.75$ schwerere Datensätze, was die Bänder nach oben hin begrenzt. Die gesamten Daten werden mit zunehmender Primärteilchenenergie immer eisenähnlicher. Man beobachtet also, dass für höhere Energien der Anteil an schweren Primärteilchen in der kosmischen Strahlung zunimmt, eine genaue Bestimmung der Komposition ist im Rahmen dieser Analyse jedoch nicht möglich, da die Aufteilung der Daten stets vom Schnittparameter R_m abhängt, wobei R_m abhängig von der Energie gewählt werden müsste.

8.2.3 Abstandsabhängigkeit der Myonproduktionshöhen

Die Mittelung der Produktionshöhen erfolgt über einen weiten Bereich zwischen Myonen, die in 40 km Höhe, bis zu Myonen, die unmittelbar über dem Erdboden erzeugt wurden. Bei geringen Produktionshöhen wirkt zusätzlich die Bedingung begrenzend, dass die Myonen mindestens 40 m von der Schauerachse entfernt sein müssen und lediglich Radialwinkel unter 8° untersucht werden.

Anders als die Simulationen für Protonen und Eisen in Abbildung 8.5 ver-

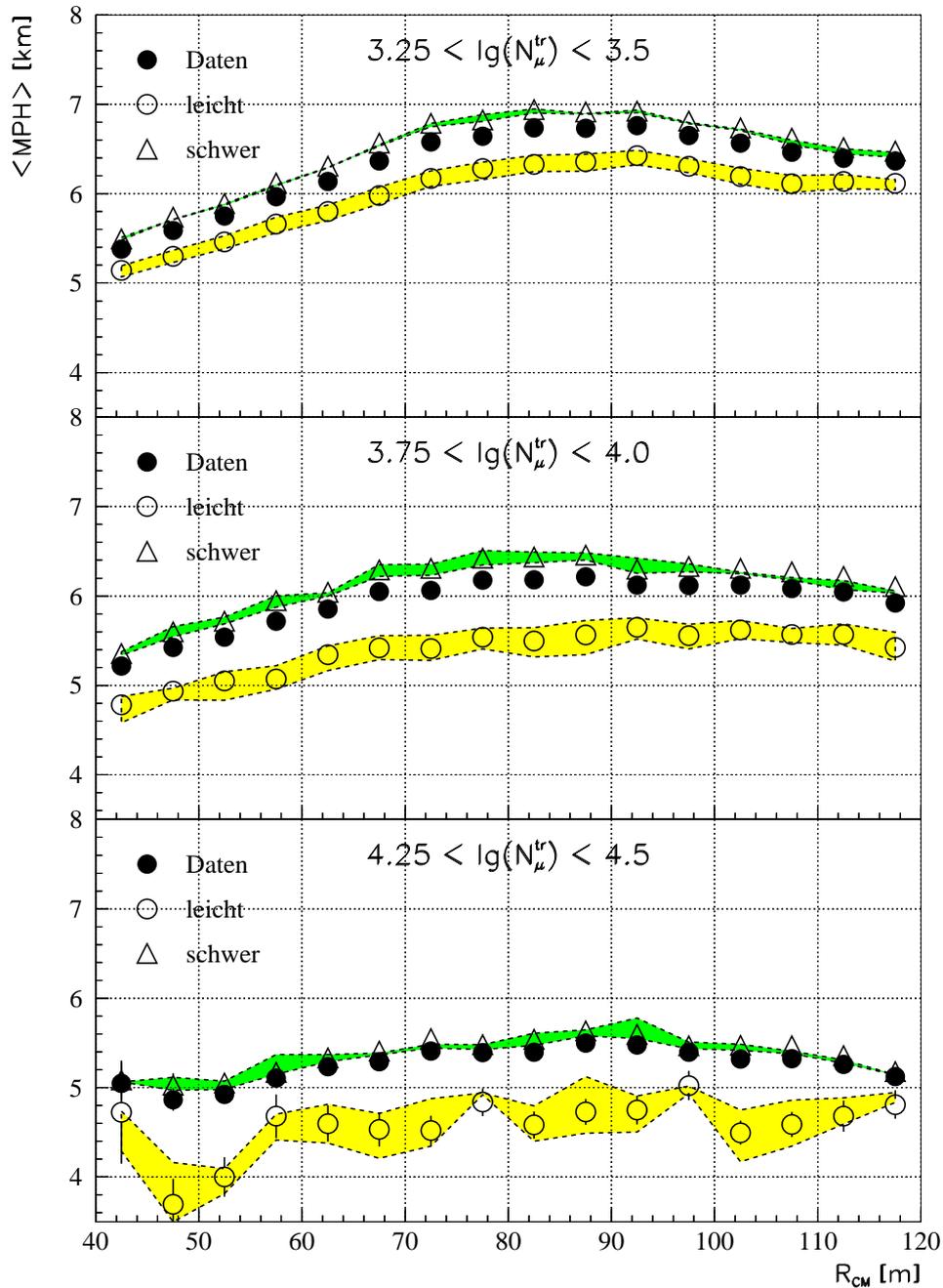


Abbildung 8.9: Abhängigkeit der mittleren Myonproduktionshöhen vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Daten mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen. Die Symbole entsprechen $R_m = 0.74$. Der Variationsbereich wird durch $R_m = 0.73$ (kleinere $\langle MPH \rangle$) und $R_m = 0.75$ (größere $\langle MPH \rangle$) begrenzt.

laufen die mittleren Produktionshöhen für die Myonen aus Teilchenschauern von leichten und schweren Primärteilchen in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum weitestgehend parallel zu den Gesamtdaten. Der Unterschied der mittleren Produktionshöhe zwischen leichten und schweren Schauern ist in Abbildung 8.9 bei ca. 80 m geringfügig größer als an den Grenzen des untersuchten Abstandsbereichs bei 40 m bzw. 120 m. Im Vergleich der aufgeteilten mit den gesamten Daten lässt sich nicht erkennen, dass bei bestimmten Abständen der Myonspuren vom Schauerzentrum eher Myonen aus leichten oder aus schweren Schauern beitragen. Da die Lateralverteilung der Myonen für leichte Primärteilchen steiler abfällt als bei schweren, müssten die Myonen bei großen Abständen vermehrt aus schweren Schauern stammen. Entsprechend den Beobachtungen in Kapitel 7.3.1 enthalten jedoch die Daten aufgrund der unterschiedlichen Myonmultiplizitäten insgesamt bereits mehr Myonen aus schweren Schauern als aus leichten. Aus diesem Grund weichen die Myonproduktionshöhen der gesamten Daten nur sehr wenig vom schweren Datensatz ab. Die zusätzliche Zunahme des Anteils an Myonen aus schweren Schauern mit größerem Abstand zum Schauerzentrum scheint daher vernachlässigbar.

Mit zunehmender Myonzahl der Teilchenschauer werden die Unterschiede zwischen leicht und schwer leicht größer, weshalb sich auch die gesamten Daten zunehmend den Werten des schweren Datensatzes annähern. Allerdings beträgt der Unterschied in der mittleren Myonproduktionshöhe stets weniger als 1 km. Größere Unterschiede in der mittleren Produktionshöhe zwischen Myonen aus leichten und schweren Schauern könnte man erhalten, wenn man sich auf Myonen beschränken würde, die mindestens aus einer bestimmten Höhe, z.B. 5 km stammen. Dabei erhöht man den Anteil an Myonen, die aus dem Anfang der Schauerentwicklung stammen und besser mit der Eindringtiefe des Primärteilchens korreliert sind. Durch solch einen Schnitt wird die untersuchte Datenmenge beträchtlich kleiner. Die Häufigkeit der Myonen in Abbildung 8.1 nimmt zudem zu größeren Höhen hin ab, weshalb die Myonen, die im Bereich eines Schnitts auf die Produktionshöhe liegen, im restlichen Datensatz überwiegen würden. Daher könnten systematische Unterschiede zwischen den Daten und Simulationen für Protonen bzw. Eisen sowie den leichten und schweren Datensätzen aufgrund der Lage des Schnitts auf die Produktionshöhe nicht ausgeschlossen werden.

Besonders im unteren Bild für das $4.25 < \lg(N_{\mu}^{tr}) < 4.5$ -Intervall fluktuieren die Werte der mittleren Produktionshöhen für die leichten Schauer relativ stark, während dies bei den schweren Schauern nur wenig der Fall ist. Das gleiche ist ebenfalls für die mittleren Radialwinkel in Abbildung 7.14 zu beobachten. Aufgrund der geringeren Häufigkeit der Myonen aus leichten Schauern zu denen aus schweren Schauern hängen die Werte sehr stark von der geringen Statistik bei großen Myonproduktionshöhen ab. Fluktuationen besonders für große Produktionshöhen können sich stark auf die Mittelwertbildung auswirken. Eine Rolle spielt dabei, dass Unsicherheiten im Radialwinkel bei der Triangulation größere Produktionshöhen begünstigen. Im Anhang befindet sich in Abbildung E.5 der

entsprechende Vergleich der Simulationen mit den leichten und schweren Daten. Je weiter entfernt sich die Myonen vom Schauerzentrum befinden, umso größer wird dabei der Unterschied zwischen den Simulationen für Protonen bzw. Eisen und den nach leichten bzw. schweren Primärteilchen angereicherten Daten.

Zusammenfassung

Mit dem Myonspurdetektor und dem Array von KASCADE wurde die longitudinale Schauerentwicklung durch die Winkel der Myonen in Bezug zur Schauerachse untersucht. Dazu wurde der Radial- und der Tangentialwinkel eingeführt. Letzterer ermöglicht die Bestimmung der Winkelauflösung des Detektorsystems aus Array und Spurdetektor sowie deren Ausrichtung zueinander. Der Radialwinkel kann zur Bestimmung der Produktionshöhe der Myonen verwendet werden.

Zur Überprüfung der gleichmäßigen Betriebsweise aller Detektortürme wurde ein Algorithmus zur täglichen Überwachung der Messdaten und Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonspuren entwickelt. Es wurde gezeigt, dass der Myonnachweis in allen Detektortürmen sehr stabil ist. Insgesamt ist die gleichmäßige Ausleuchtung von Myonspurdetektor und Array in dem Rahmen gewährleistet, dass keine systematischen Einflüsse auf die durchgeführten Untersuchungen beobachtet werden. In dieser Arbeit wurden durchgehend die identischen Schnitte auf die Messdaten und Simulationen angewendet.

Im Zusammenhang mit der Winkelauflösung des Myonspurdetektors wurde die Auswirkung der Streuung in der Atmosphäre und im Absorber auf den Myonspurnachweis sowie die geometrische Winkelauflösung des Myonspurdetektors diskutiert. Zur Unterdrückung des Untergrunds wurde die Spurbestimmung des Detektors und damit die Winkelauflösung verbessert. Dazu wurde eine Trennung von paarweise ausgelesenen Streamertubezellen über eine unterschiedliche Beschaltung der Signalauslese und anschließende Analyse der Ladungsamplituden durchgeführt. Die Ladungsamplituden wurden hierzu auf Temperatur- und Druckvariationen korrigiert. Es wurde gezeigt, dass sich die verbesserte Winkelauflösung auch im Radialwinkel bemerkbar macht und eine exaktere Bestimmung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung erlaubt.

Der Vergleich der Messdaten mit Simulationen zeigt, dass die Messdaten mit etwas größeren Radialwinkeln als die Simulationen für Protonen und Eisen im Mittel aus geringeren Höhen stammen. Für die Radialwinkel und Produktionshöhen der Myonen wurden analog zueinander die Verteilungen, Mittelwerte und die Abhängigkeit vom Abstand der Myonspuren zum Schauerzentrum untersucht. In dieser Arbeit wurde ein umfangreicher Satz an Simulationen mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJET verwendet. Für Simulationen mit dem Wechselwirkungsmodell SIBYLL wurde mit allerdings weitaus geringerer Stati-

stik kein signifikanter Unterschied zu den Untersuchungen mit QGSJET festgestellt.

Der Unterschied zwischen den Daten und Simulationen ist geringer als die Winkelauflösung des Detektorsystems aus Array und Myonspurdetektor. Die endliche Winkelauflösung kann aber nicht die systematische Verschiebung der Messdaten im Vergleich zu den Simulationen bewirken. Zur Überprüfung wurden die Myonspuren der Simulationen weitaus stärker verschmiert bzw. die Ausrichtung des Myonspurdetektors zum Array stärker variiert, als dies im Rahmen der Positionsgenauigkeit zu vertreten wäre. Als hilfreicher Analyseschritt erwies sich in diesem Zusammenhang die Untersuchung des Radial- und Tangentialwinkels in Abhängigkeit von der Orientierung der Radialebene. Sie zeigt eine Variation, die sich auf einen Einfluss des Erdmagnetfeldes zurückführen lässt. Da das Magnetfeld in den Simulationen berücksichtigt wird, deutet diese stärkere Abhängigkeit in den Daten auf einen größeren Anteil an Myonen mit niedriger Energie hin. Diese Myonen stammen eher aus geringen Höhen. Frühere Analysen der Myonproduktionshöhen [Büt 04] zeigten ein etwas anderes Verhalten der Myonspuren als es in dieser Arbeit beobachtet wurde. Allerdings wurden diese in einem Zeitraum durchgeführt, in dem der Detektorbetrieb noch nicht sehr stabil war und möglicherweise Unterschiede zwischen den Detektortürmen auftraten.

Zur Untersuchung des Verhaltens des Radialwinkels bzw. der Produktionshöhen für Myonen aus Teilenschauern, die von eher leichten oder eher schweren Primärteilchen ausgelöst wurden, wurde eine Aufteilung der Messdaten über einen Schnitt auf das Verhältnis der Myon- zur Elektronenzahl eines Teilenschauers durchgeführt. Die nach leicht und schwer aufgeteilten Daten verdeutlichen die Sensitivität des Radialwinkels und der Produktionshöhe auf die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Die Unterschiede zwischen leicht und schwer entsprechen im Mittel den Unterschieden der Simulationen zwischen Protonen und Eisen. Es wurde gezeigt, dass in den Daten mehr Myonen aus schweren als aus leichten Schauern enthalten sind. Entsprechend befinden sich die Gesamtdaten näher bei dem schweren Datensatz. Um dieselbe Elektronenzahl am Erdboden zu beobachten, benötigt man für schwere Primärteilchen eine größere Energie. Dadurch erhält man in den Messdaten eines Detektorarrays eine Bevorzugung von Schauern aus leichten Primärteilchen. Diese Bevorzugung wird dadurch kompensiert, dass man bei Schauern von schweren Primärteilchen mehr Myonen beobachtet. Zur Bestimmung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung muss man die unterschiedlichen Myonmultiplizitäten berücksichtigen.

Die vergleichsweise kleineren Radialwinkel der Simulationen deuten darauf hin, dass die Myonen in den Simulationen mit einem etwas größeren Longitudinalimpuls im Vergleich zum Transversalimpuls produziert werden und sich daher auch weniger weit von der Schauerachse entfernen. Da sich die Untersuchungen auf einen definierten Abstandsbereich der Myonen zum Schauerzentrum konzentrieren, stammen die Myonen mit kleineren Radialwinkeln aus größeren Höhen. Entsprechende größere Impulsverhältnisse deuten einen steileren Abfall der Late-

ralverteilungen von Hadronen bei steigender Hadronenergieschwelle an [Mil 03]. Untersuchungen zum primären Energiespektrum mit dem Array des KASCADE Experiments [Ulr 04] zeigen ebenfalls Hinweise auf eine unzureichende Beschreibung der Messdaten durch die Simulationen. Für QGSJET-Simulationen scheinen die Teilchenschauer mehr Myonen bzw. weniger Elektronen zu haben als die Daten. Dieses Verhalten ließe sich durch eine höher in der Atmosphäre ablaufende Schauerentwicklung beschreiben. In einer unabhängigen Untersuchung wurden die Wechselwirkungsquerschnitte in QGSJET im Rahmen der Fehler von Beschleunigerdaten variiert [Hör 04], sodass sich die Schauer tiefer in der Atmosphäre entwickeln.

Ein Vergleich der Messdaten mit diesen modifizierten Simulationsmodellen führt möglicherweise zu einer besseren Übereinstimmung der Untersuchungen. Ein zusätzlicher Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen bietet die Beschränkung auf Myonen von verschiedenen Produktionshöhenbereichen. Im weiteren ist es erforderlich, die durchgeführten Untersuchungen mit reinen CORSIKA Luftschauersimulationen zu vergleichen, um sicher zu gehen, dass die Unterschiede tatsächlich aus den Wechselwirkungen in der Schauerentwicklung stammen und nicht möglicherweise durch sonstige Eigenschaften des Absorbers oder Detektors ausgelöst werden.

Anhang A

Abbildungen zu Kapitel 4

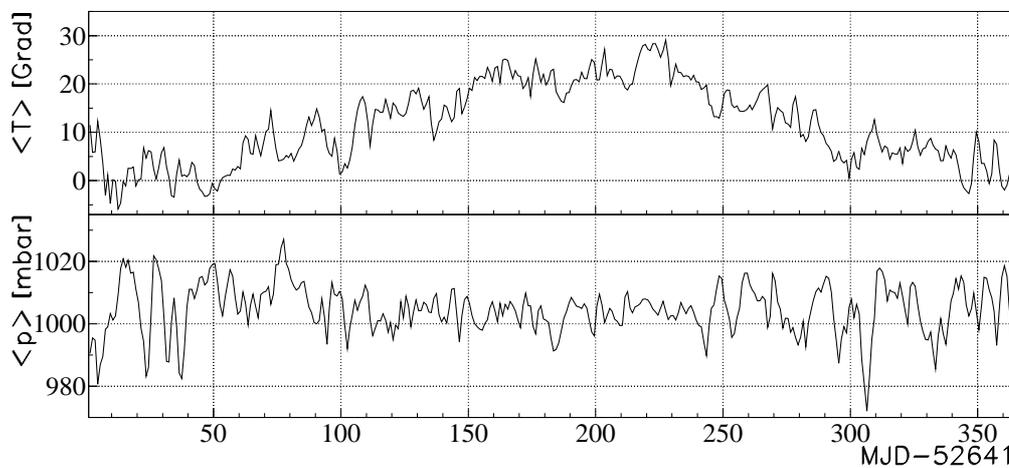


Abbildung A.1: Mittlere Temperatur T (2 m über dem Boden) und mittlerer Druck p (200 m über dem Boden) im Tagesmittel im Jahr 2003.

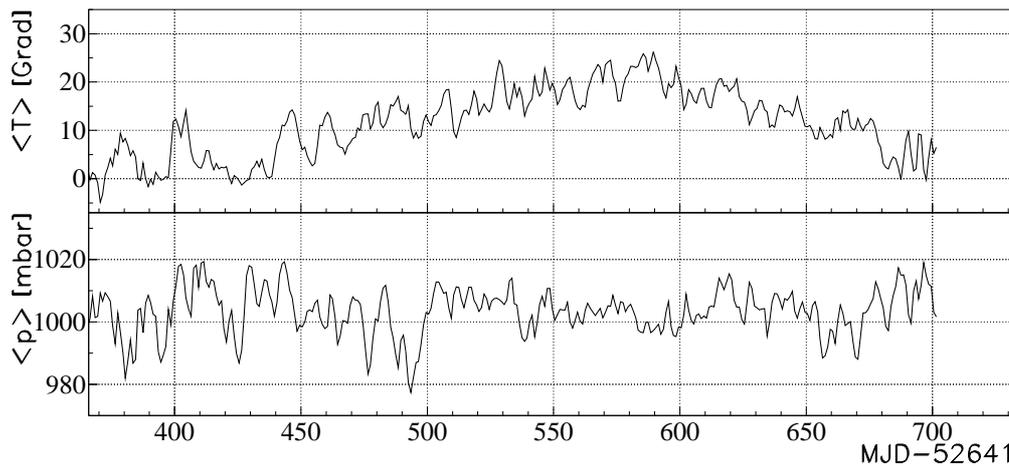


Abbildung A.2: Mittlere Temperatur T (2 m über dem Boden) und mittlerer Druck p (200 m über dem Boden) im Tagesmittel im Jahr 2004.

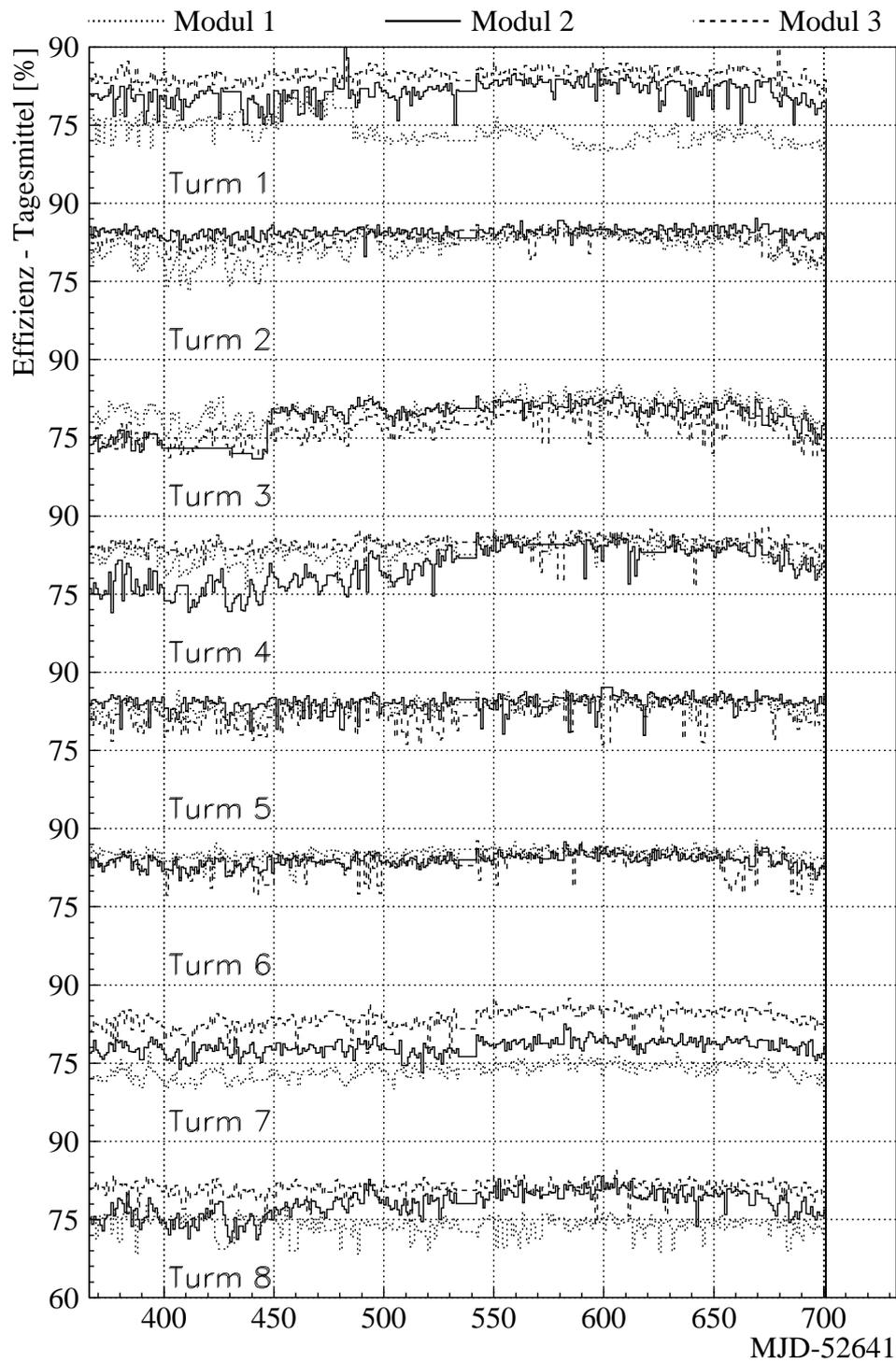


Abbildung A.3: Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonspuren für die 3 Module der Türme 1-8 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2004.

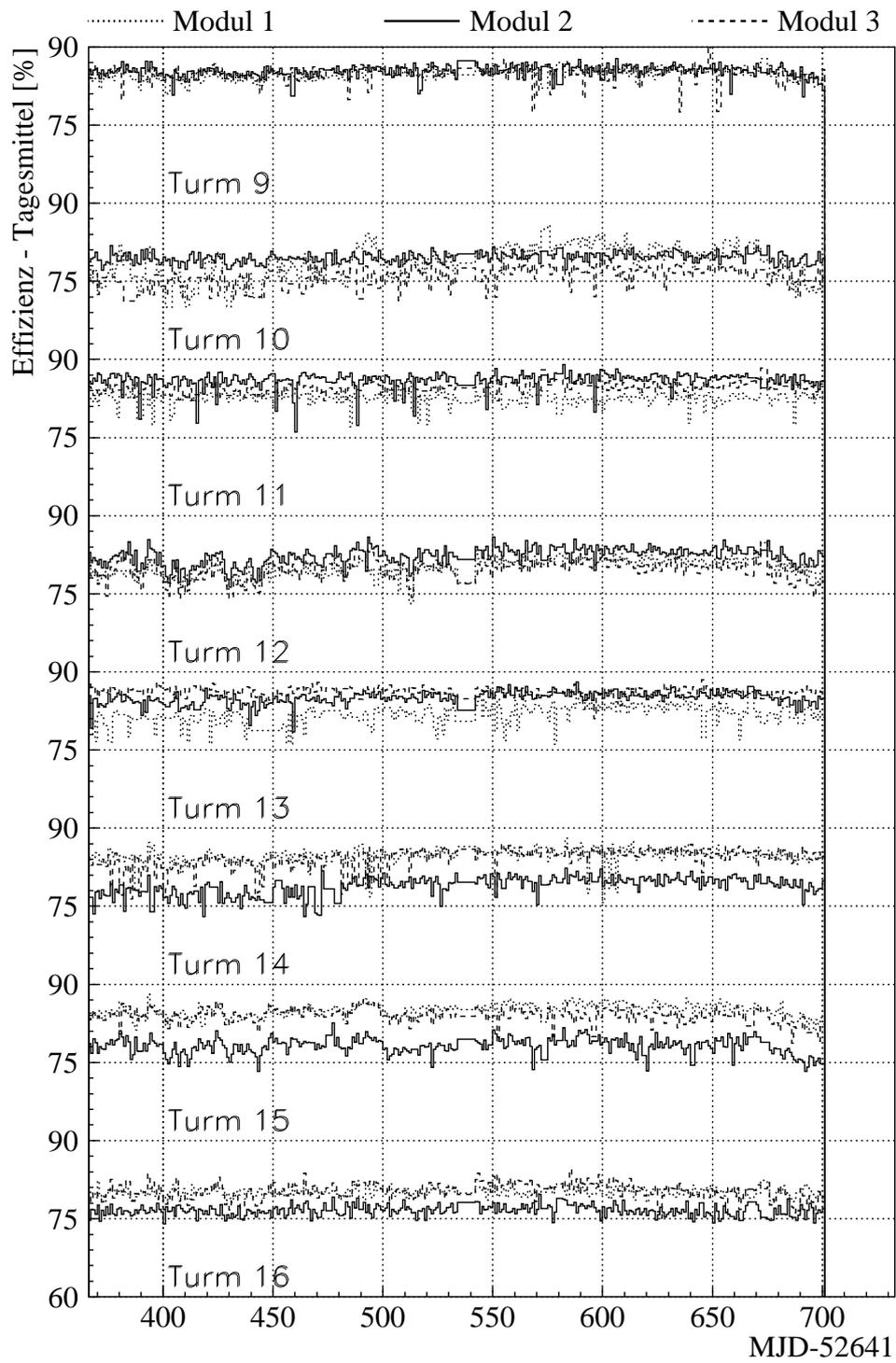


Abbildung A.4: Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonspuren für die 3 Module der Türme 9-16 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2004.

Anhang B

Abbildungen zu Kapitel 5

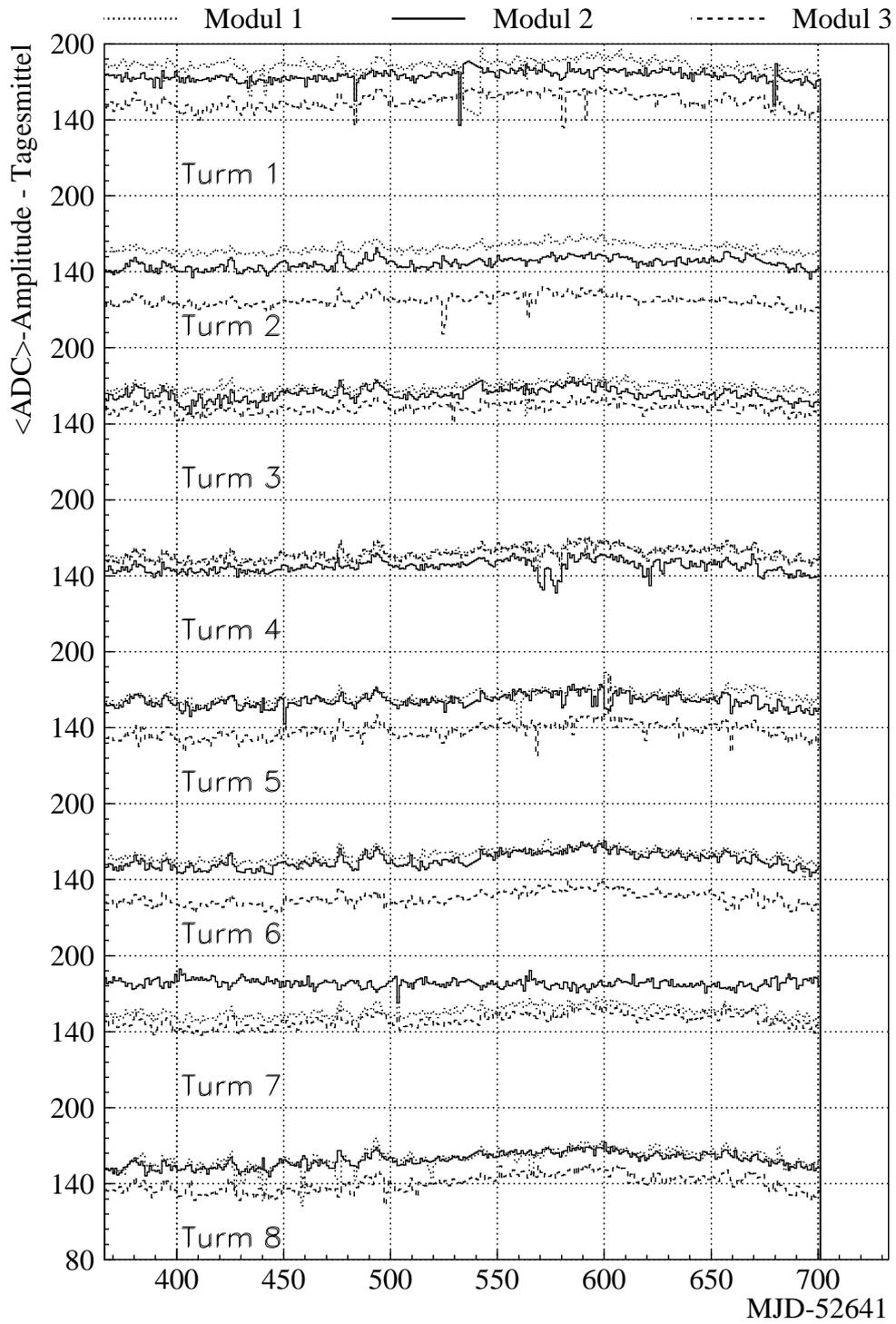


Abbildung B.1: Variation der mittleren Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 1-8 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2004.

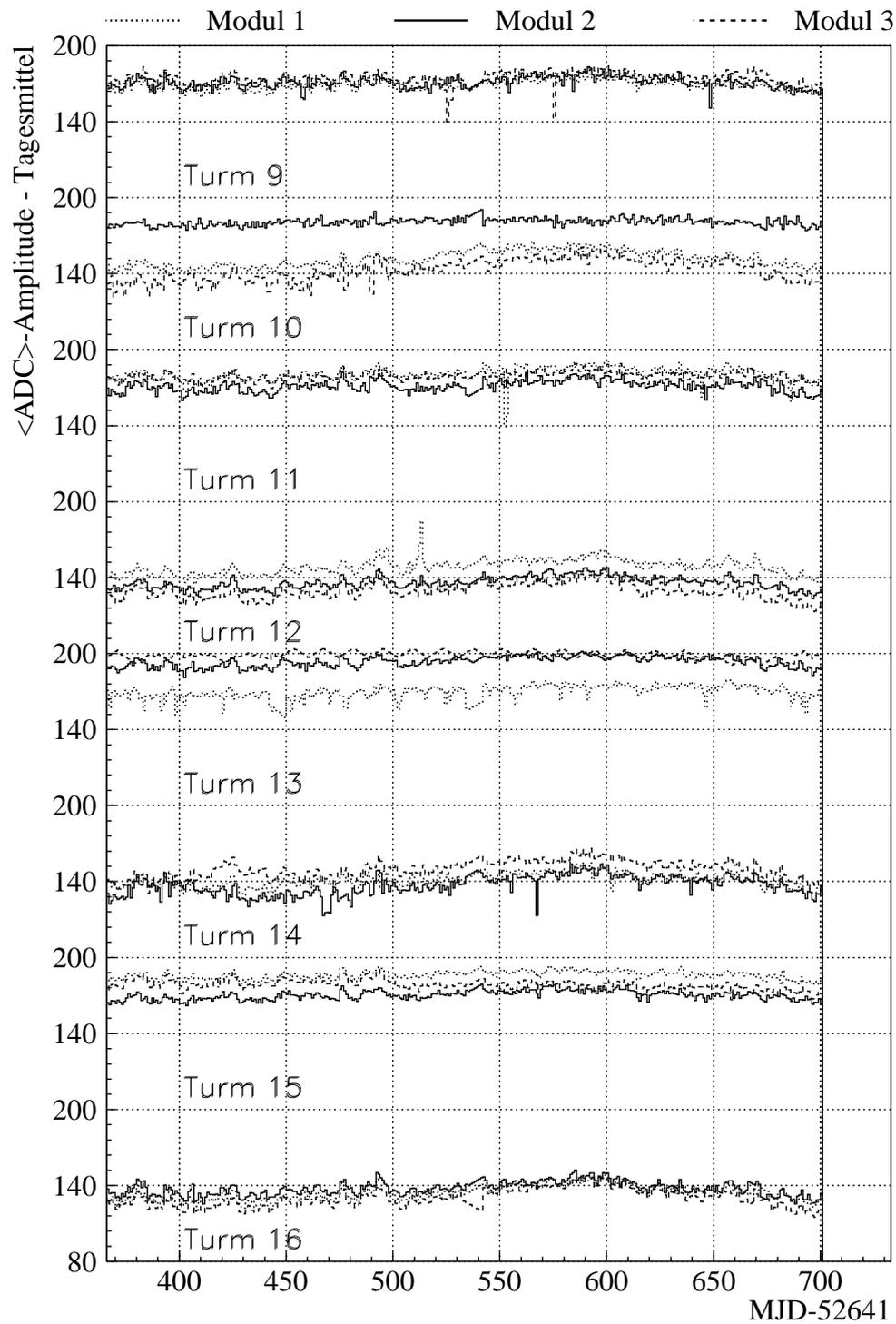


Abbildung B.2: Variation der mittleren Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 9-16 in Abhängigkeit von der Zeit im Jahr 2004.

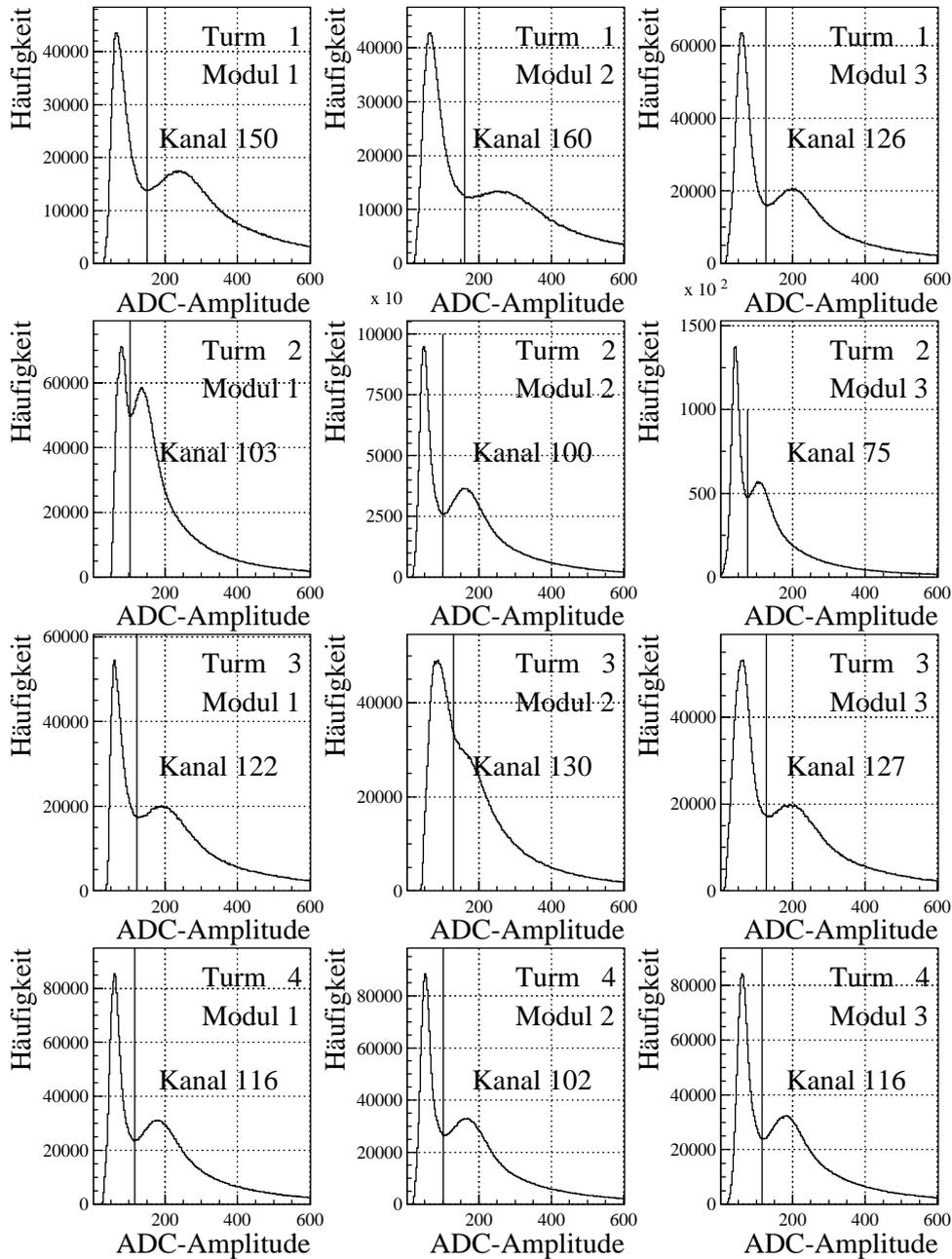


Abbildung B.3: Verteilung der auf Temperatur und Druck korrigierten Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 1 bis 4. Die Trennlinie wird zur Einteilung in Drahtzellen verwendet.

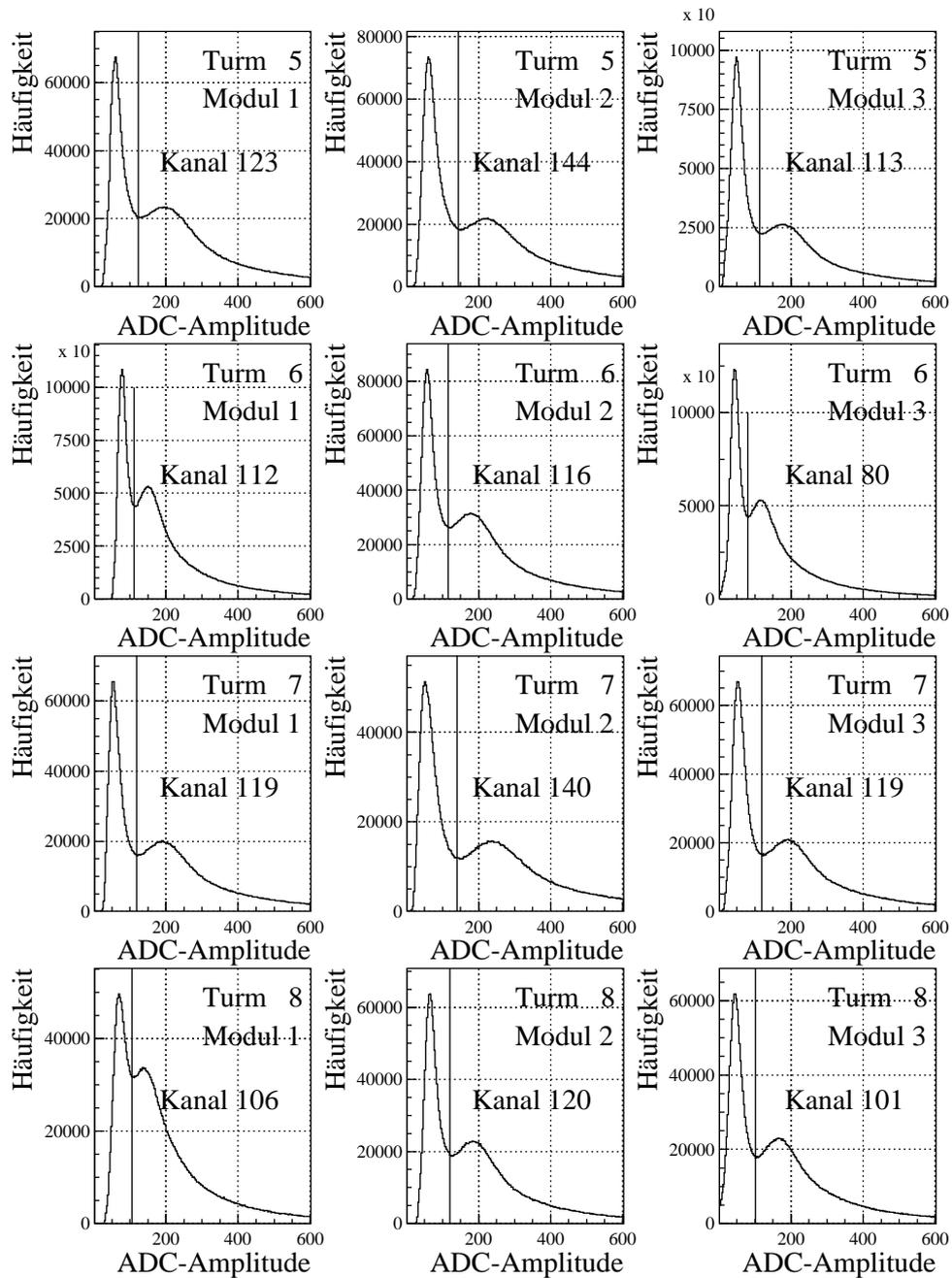


Abbildung B.4: Verteilung der auf Temperatur und Druck korrigierten Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 5 bis 8. Die Trennlinie wird zur Einteilung in Drahtzellen verwendet.

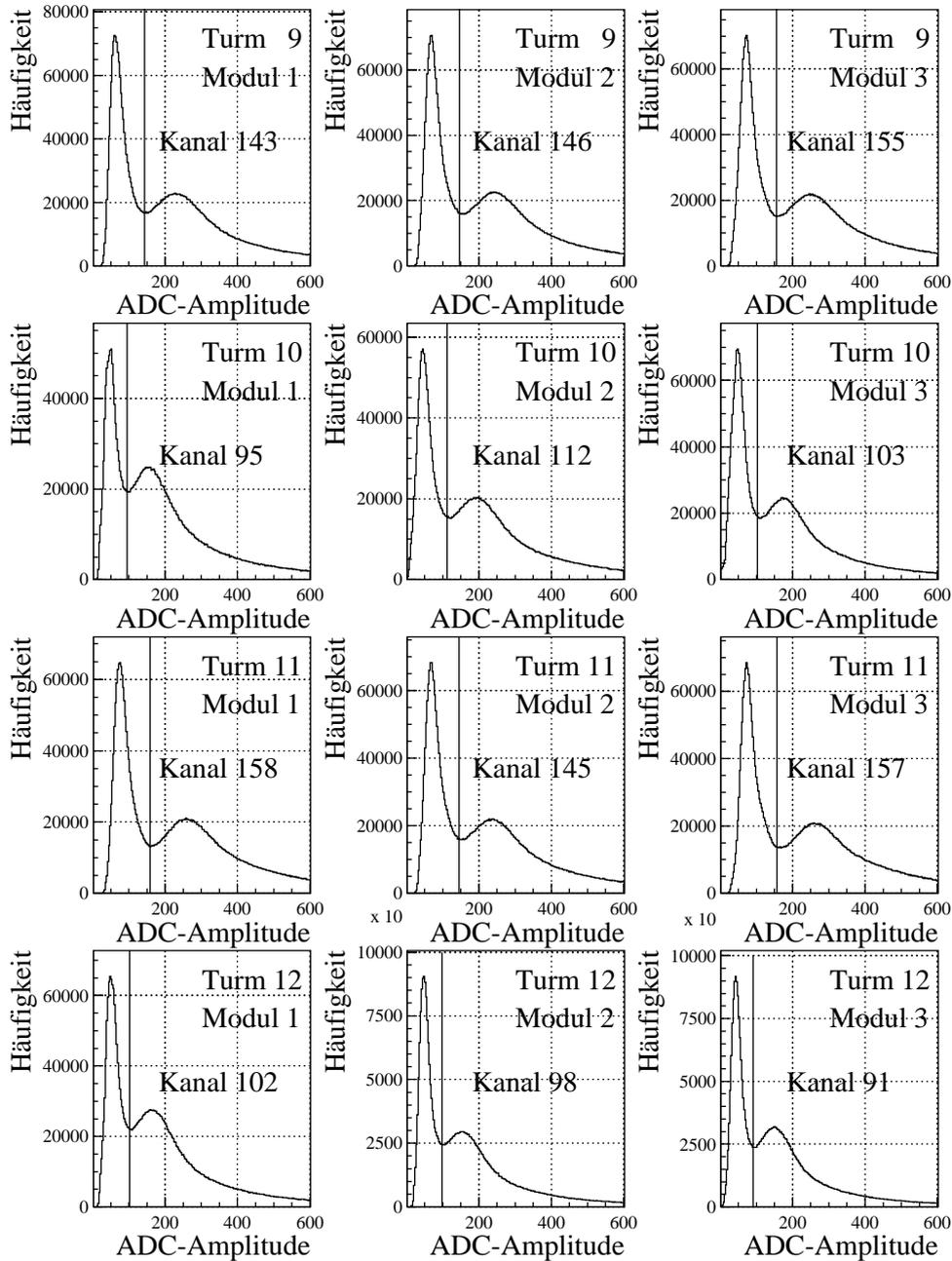


Abbildung B.5: Verteilung der auf Temperatur und Druck korrigierten Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 9 bis 12. Die Trennlinie wird zur Einteilung in Drahtzellen verwendet. Die Trennlinie wird zur Einteilung in Drahtzellen verwendet.

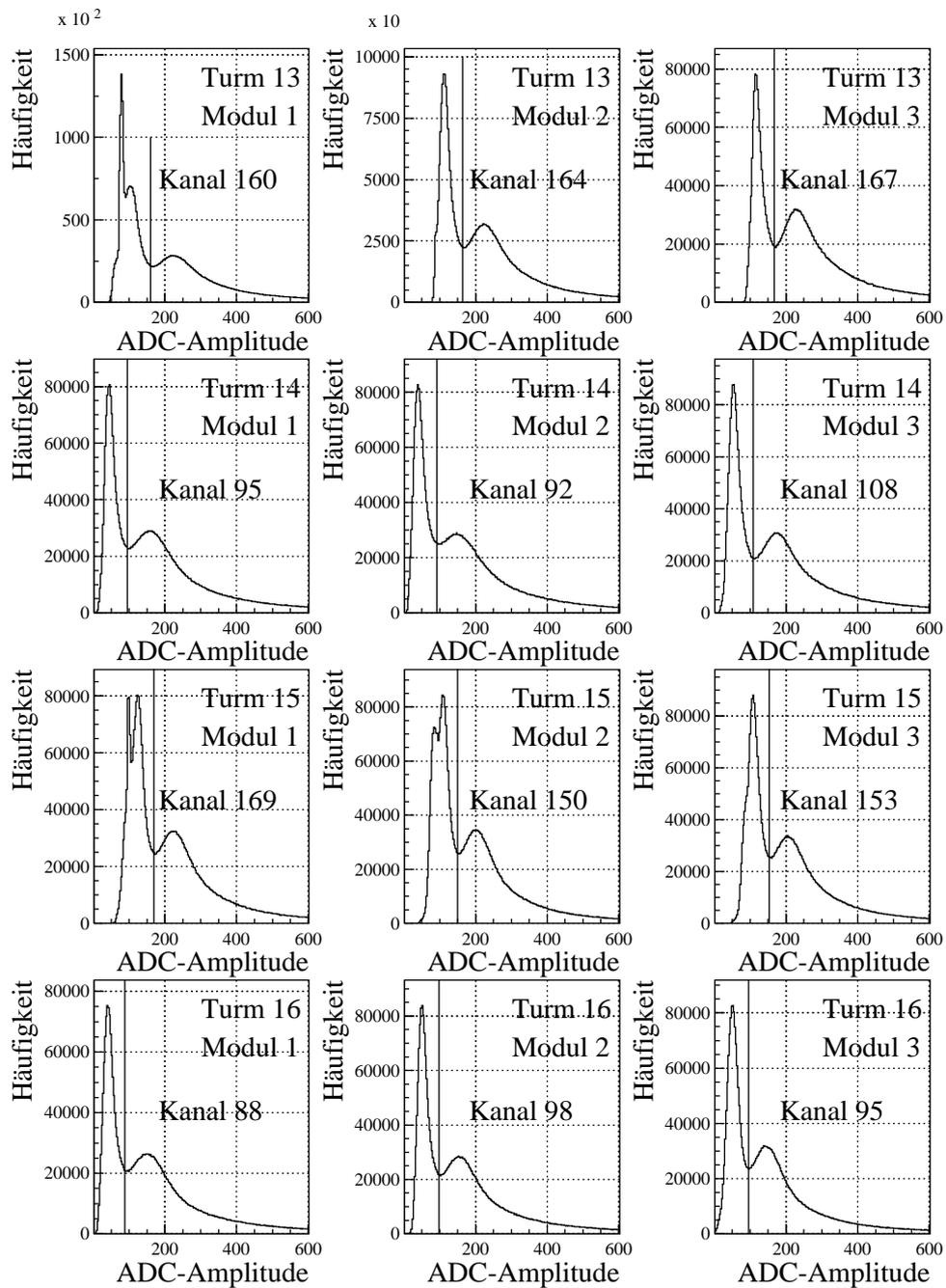


Abbildung B.6: Verteilung der auf Temperatur und Druck korrigierten Ladungsamplitude in ADC-Kanälen für die 3 Module der Türme 13 bis 16.

Anhang C

Abbildungen zu Kapitel 6

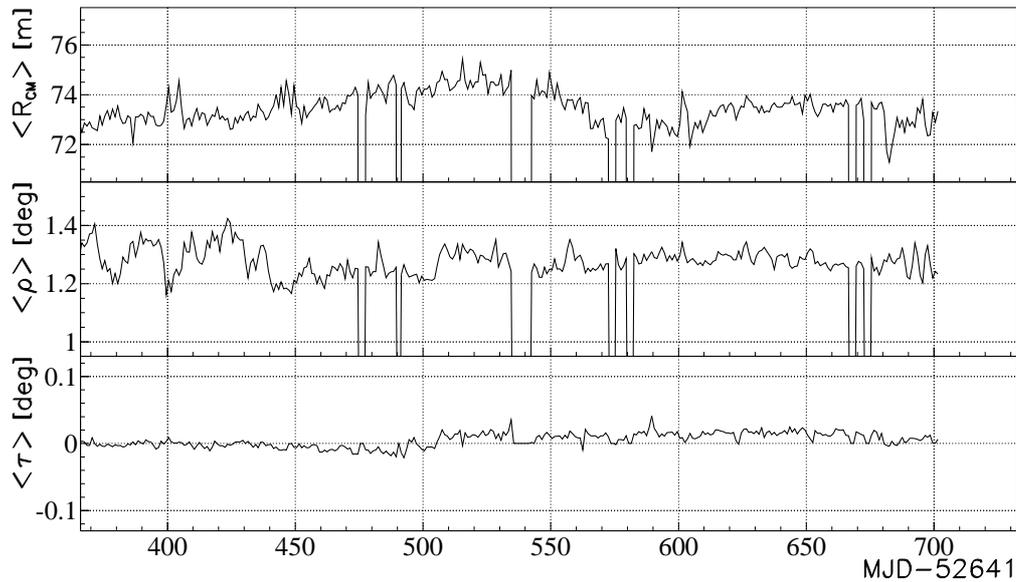


Abbildung C.1: Zeitliche Variation des Tagesmittels des mittleren Abstands R_{CM} zwischen Schauerzentrum und Myonspur, des mittleren Radialwinkels für $0^\circ < \rho < +8^\circ$ und des mittleren Tangentialwinkels für $-4^\circ < \tau < +4^\circ$ und den Abstandsbereich von 40 – 120 m im Jahr 2004.

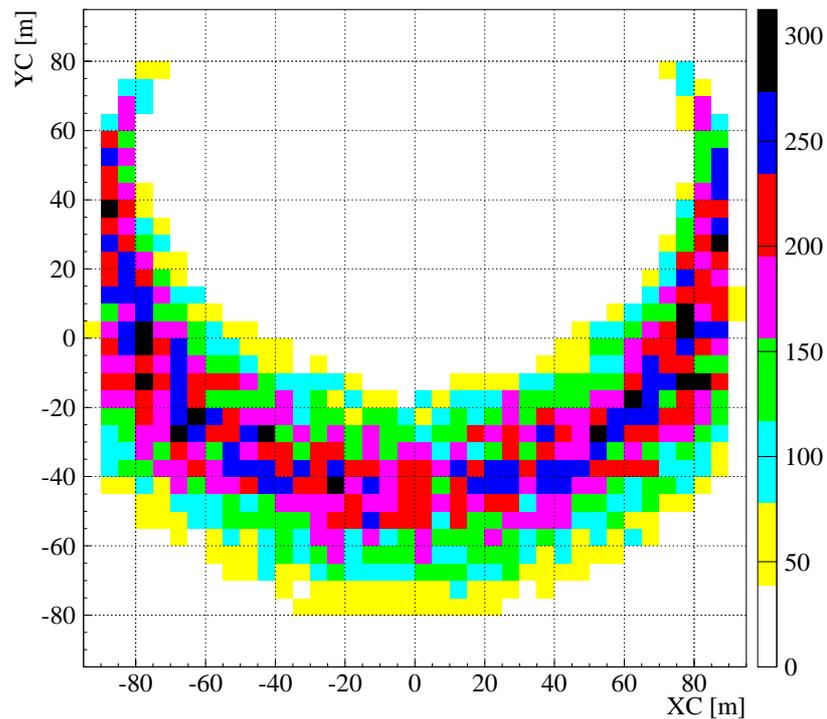
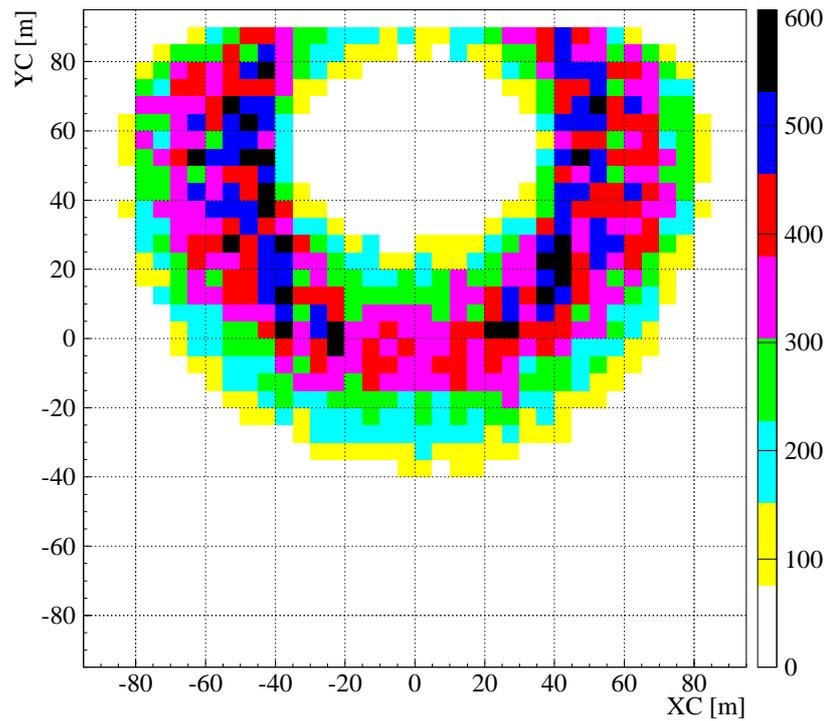


Abbildung C.2: Verteilung der Schauerzentren in der gemeinsamen Array-MTD Analyse für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten) für Protonsimulationen. Norden liegt um 14.9° nach Osten gegen das Array-Koordinatensystem verdreht.

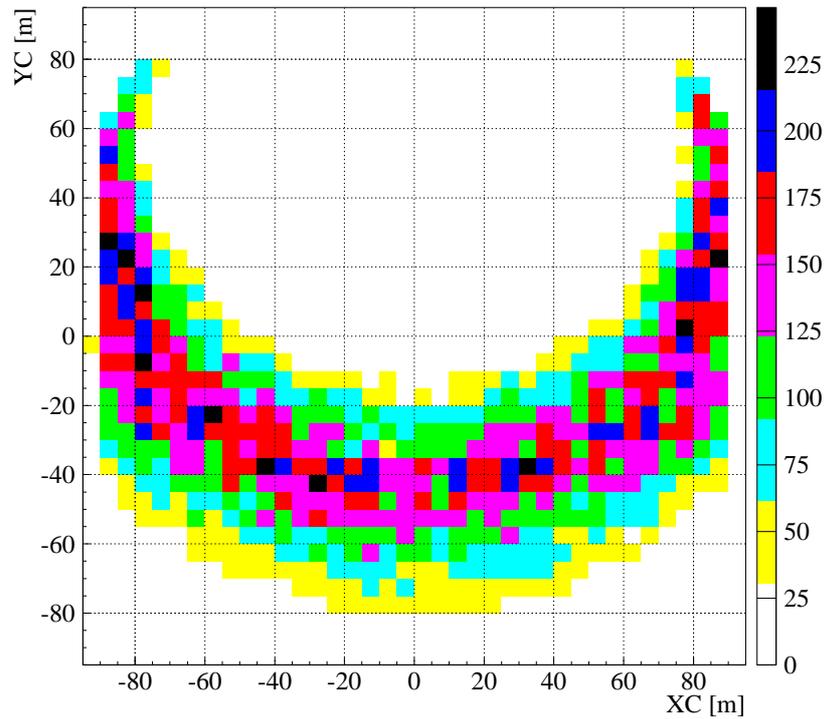
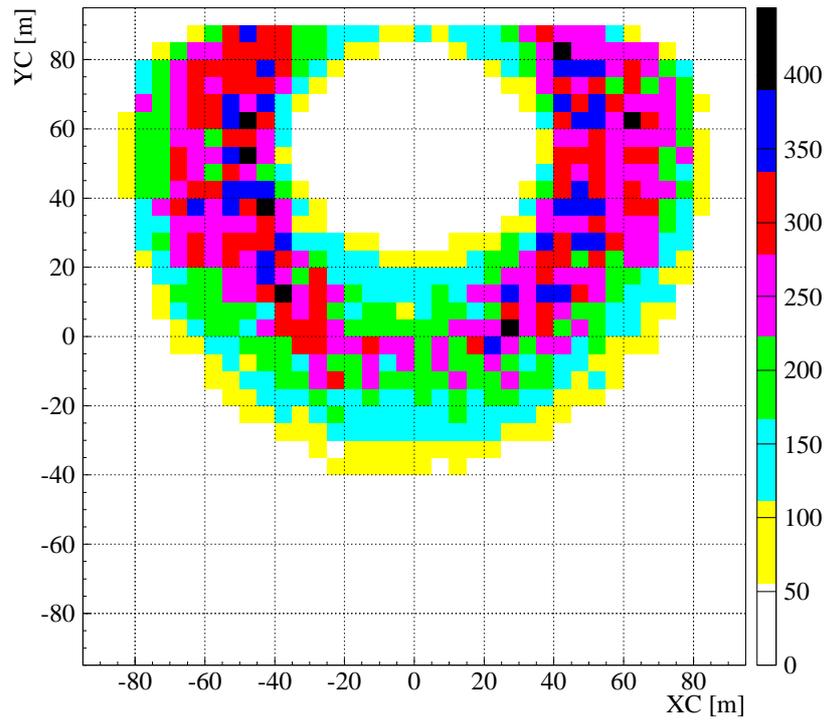


Abbildung C.3: Verteilung der Schauerzentren in der gemeinsamen Array-MTD Analyse für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten) für Eisensimulationen. Norden liegt um 14.9° nach Osten gegen das Array-Koordinatensystem verdreht.

Anhang D

Abbildungen zu Kapitel 7

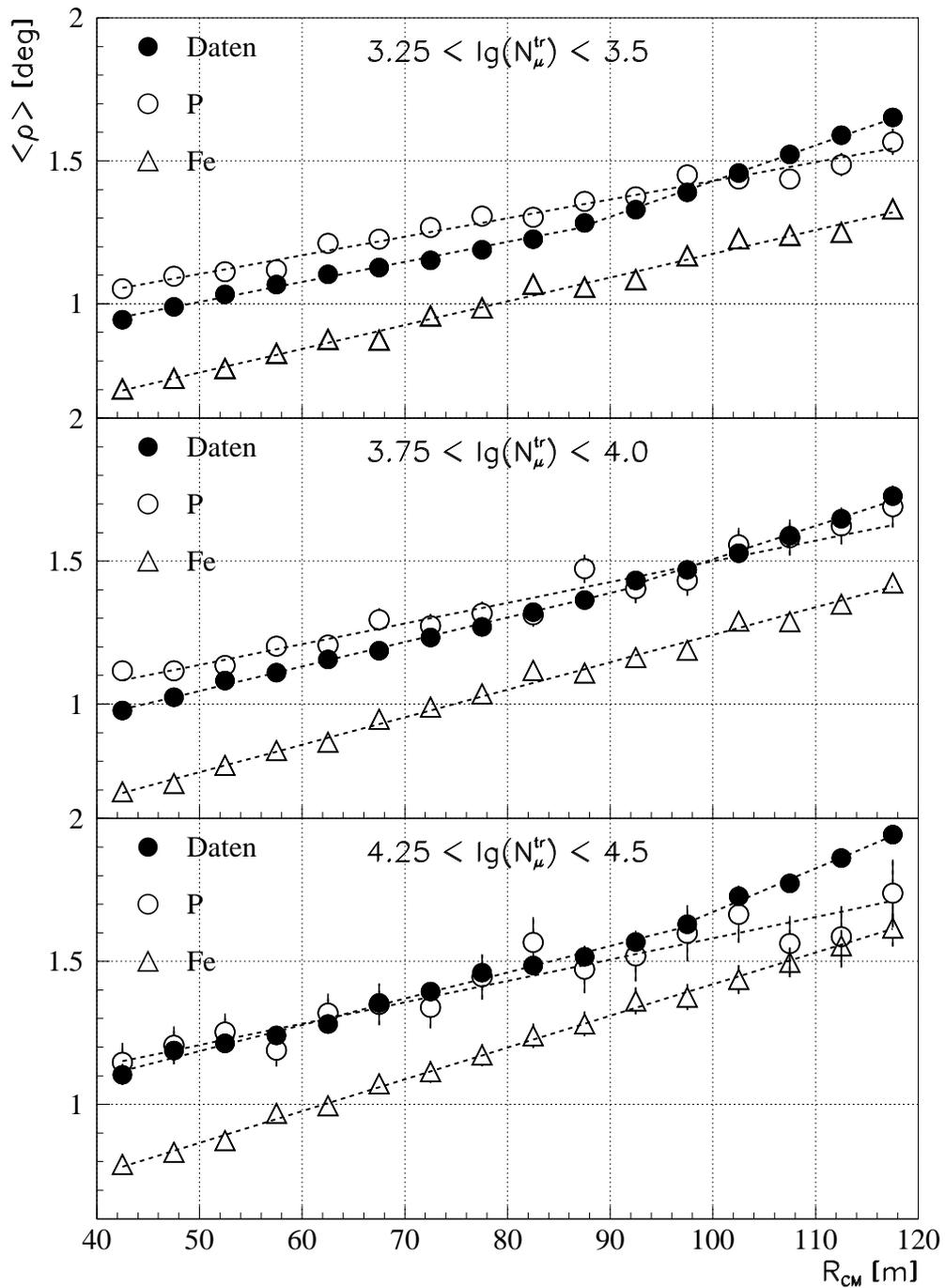


Abbildung D.1: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{\text{tr}})$ -Intervalle. Vergleich von Daten mit Simulationen bei Verschmierung der Zenit- und Azimutwinkel der Myonspuren mit einer Gaußfunktion ($\sigma = 0.8^\circ$).

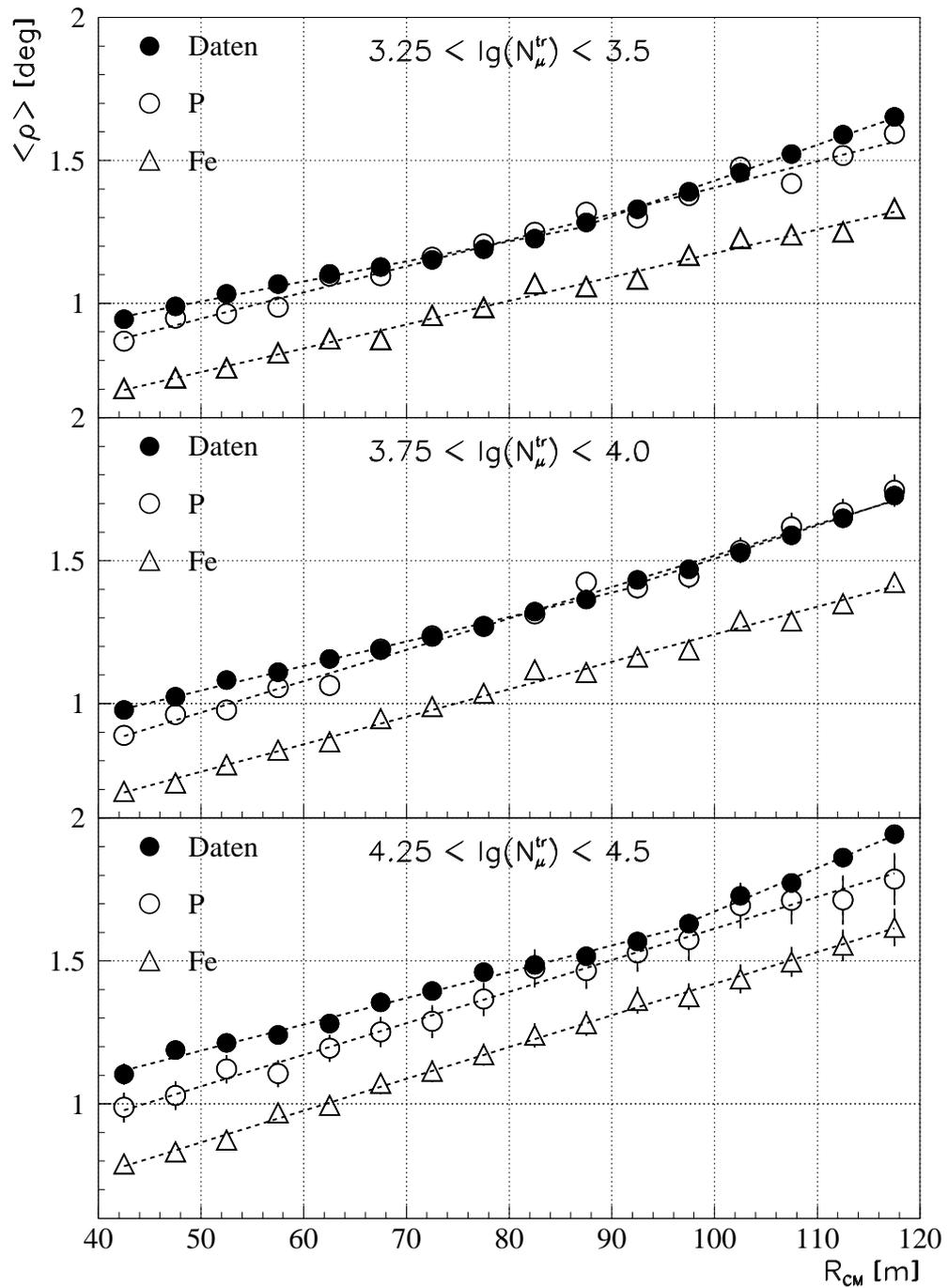


Abbildung D.2: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten mit Simulationen bei Verkipfung des Myonspurdetektors um ($\Delta\theta \approx 0.35^\circ$ in y -Richtung).

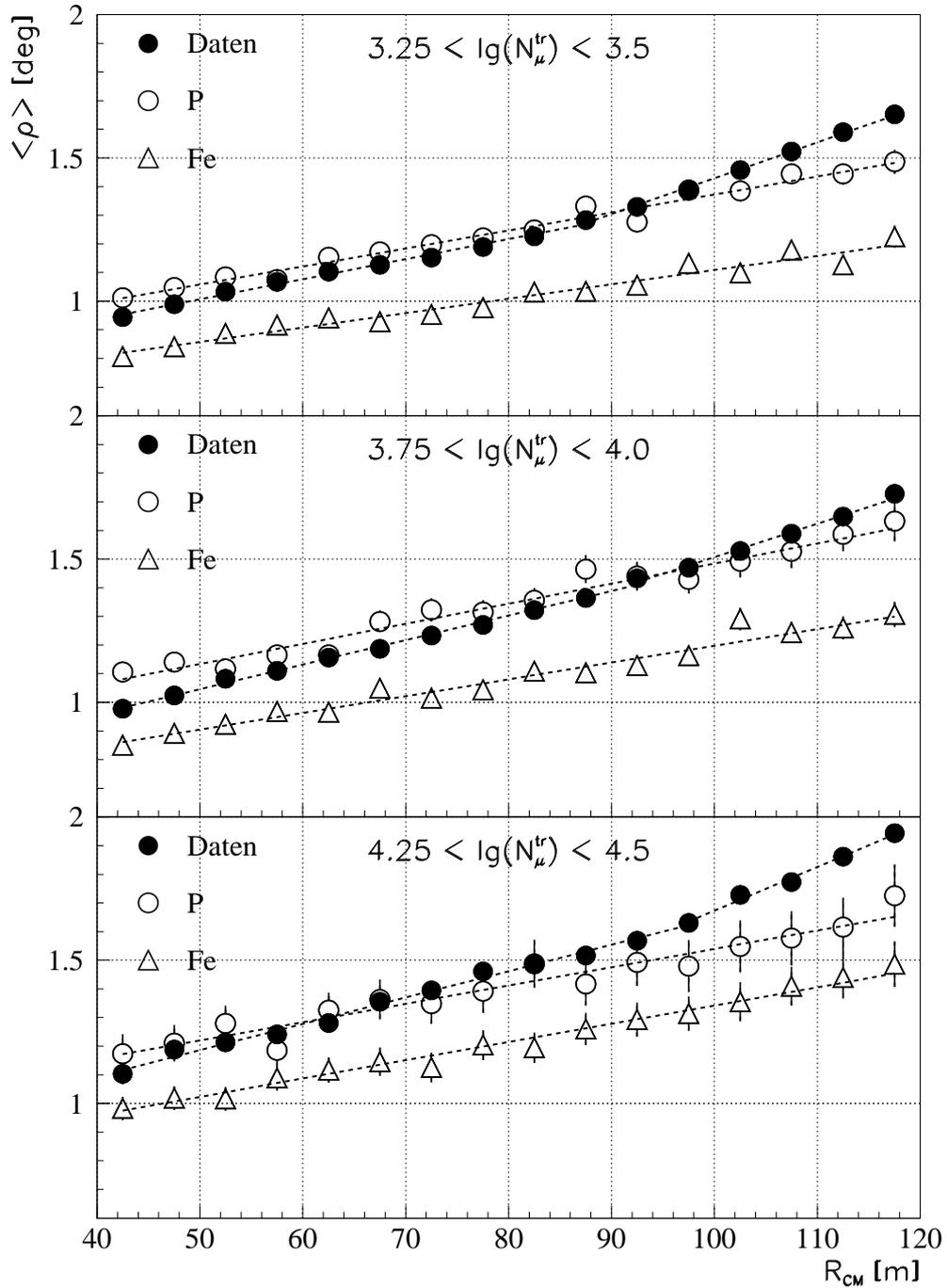


Abbildung D.3: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten mit Simulationen bei Verdrehung des Myonspurdetektors ($\Delta\Phi = 2^\circ$).

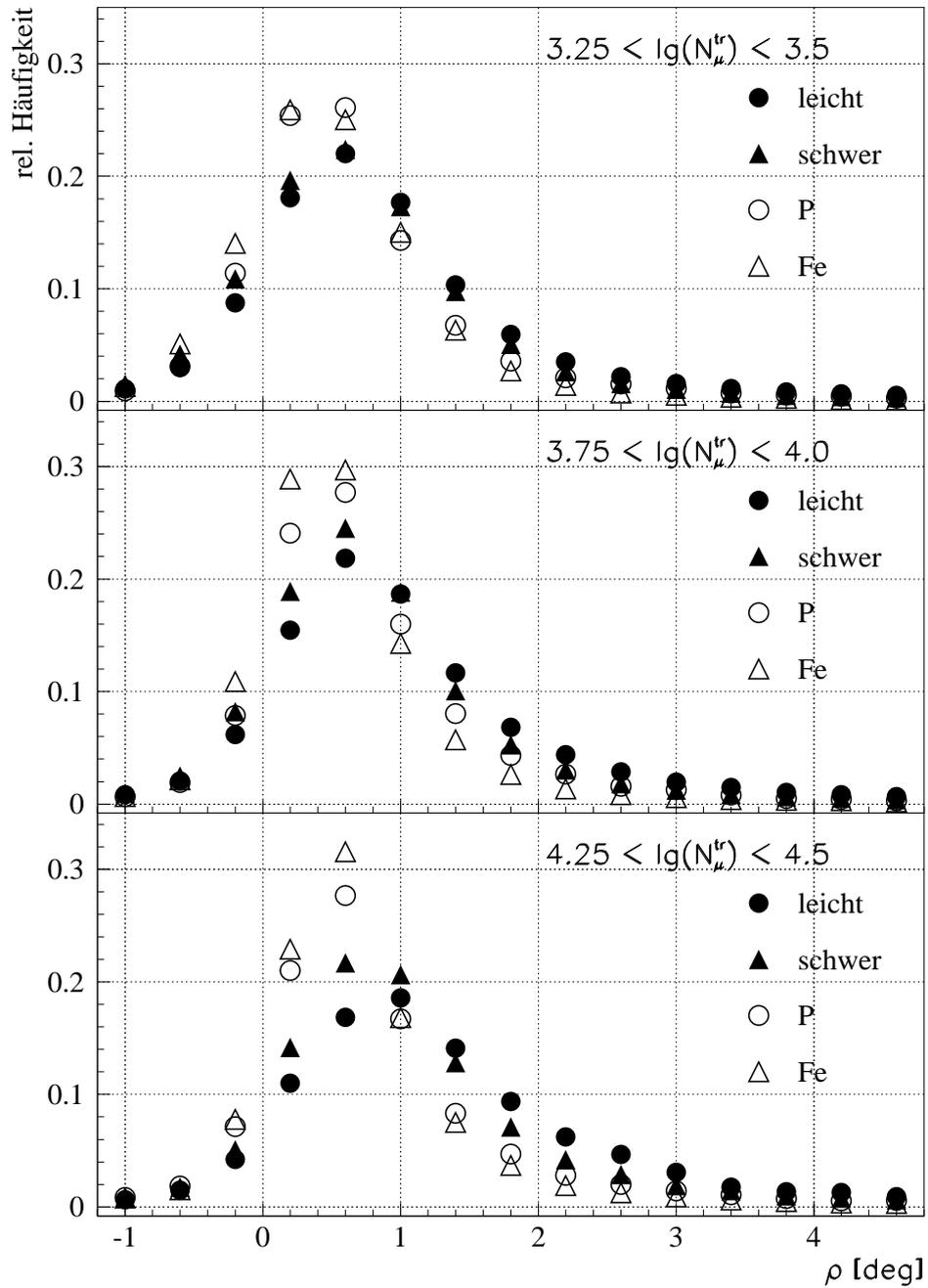


Abbildung D.4: Radialwinkelverteilungen für den Abstandsbereich von 40 – 80 m für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

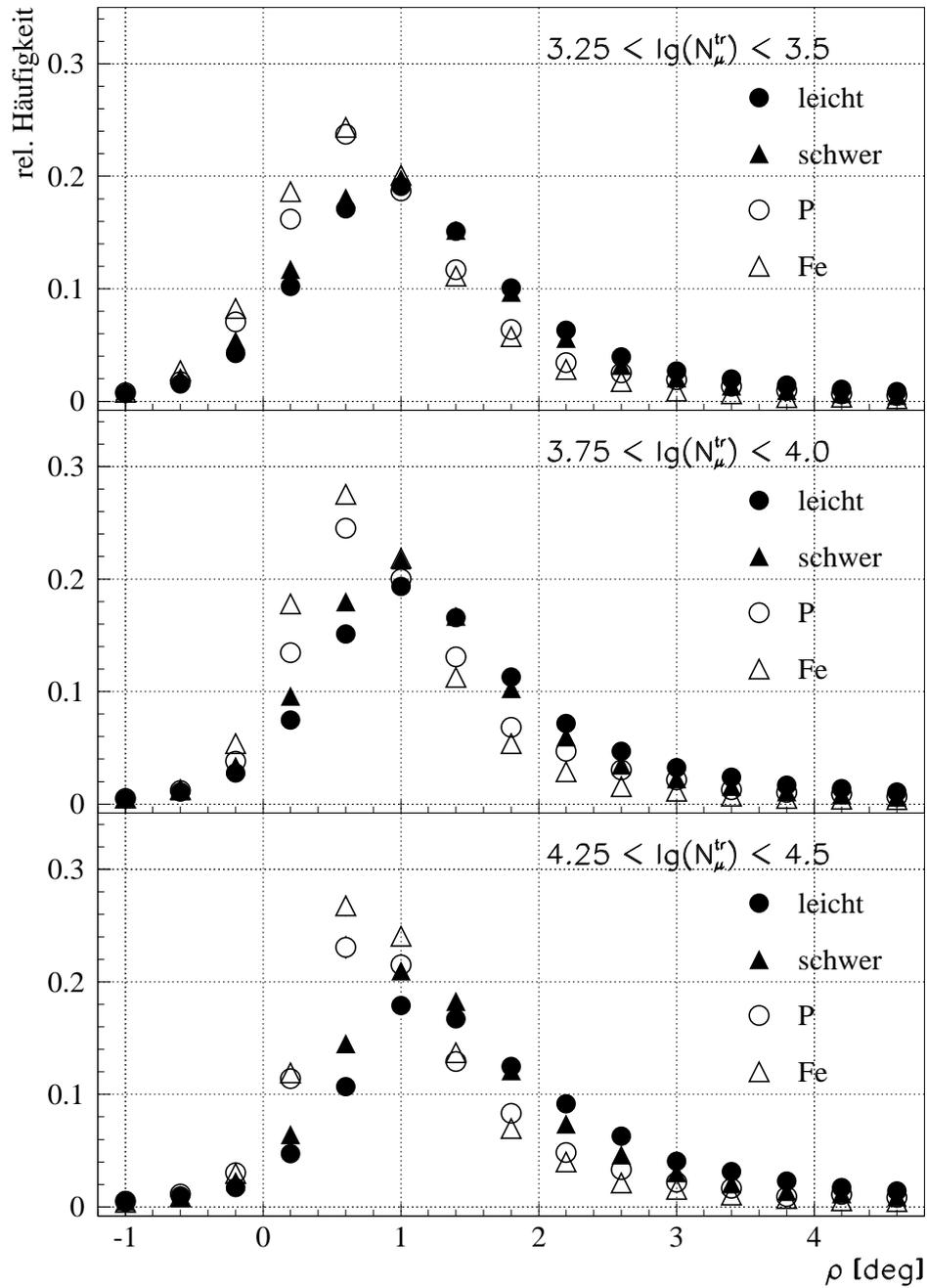


Abbildung D.5: Radialwinkelverteilungen für den Abstandsbereich von $80 - 120 m$ für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

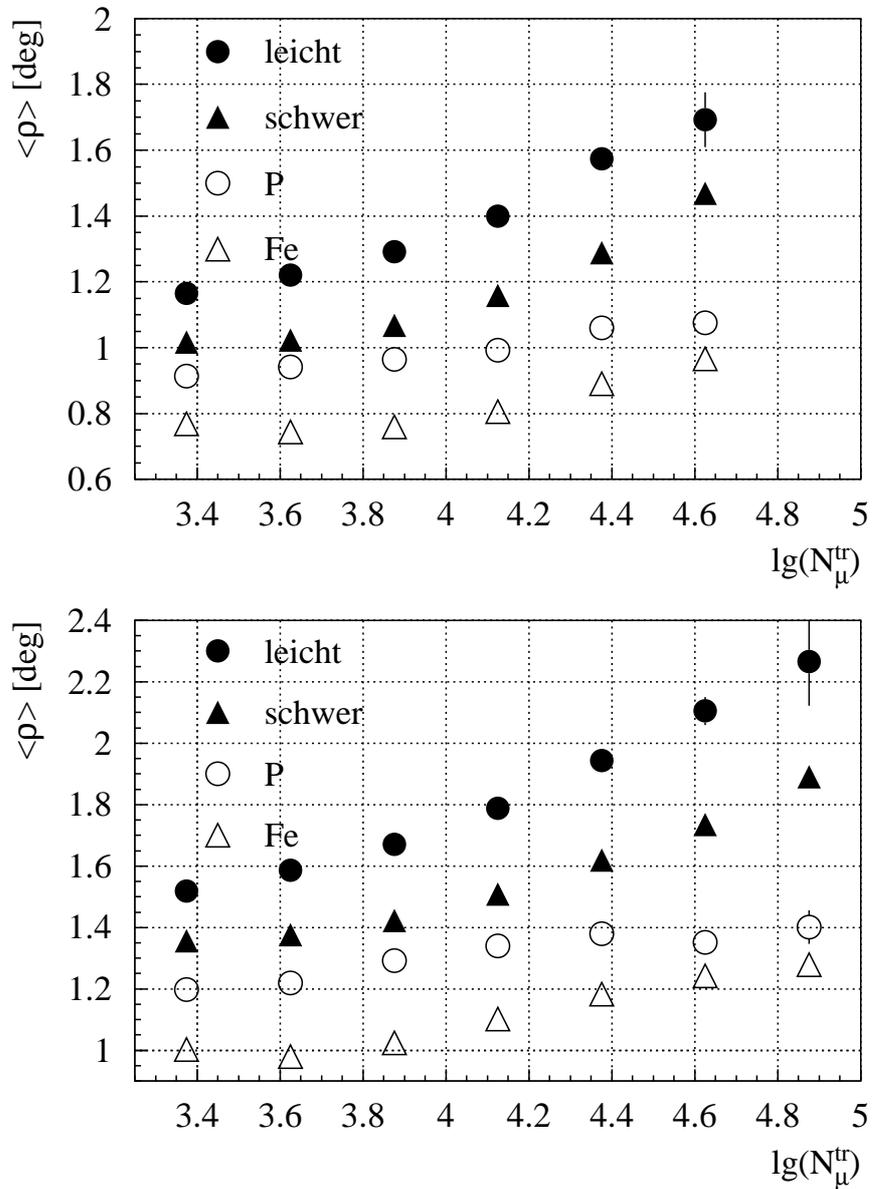


Abbildung D.6: Mittlere Radialwinkel für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten). Vergleich der Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

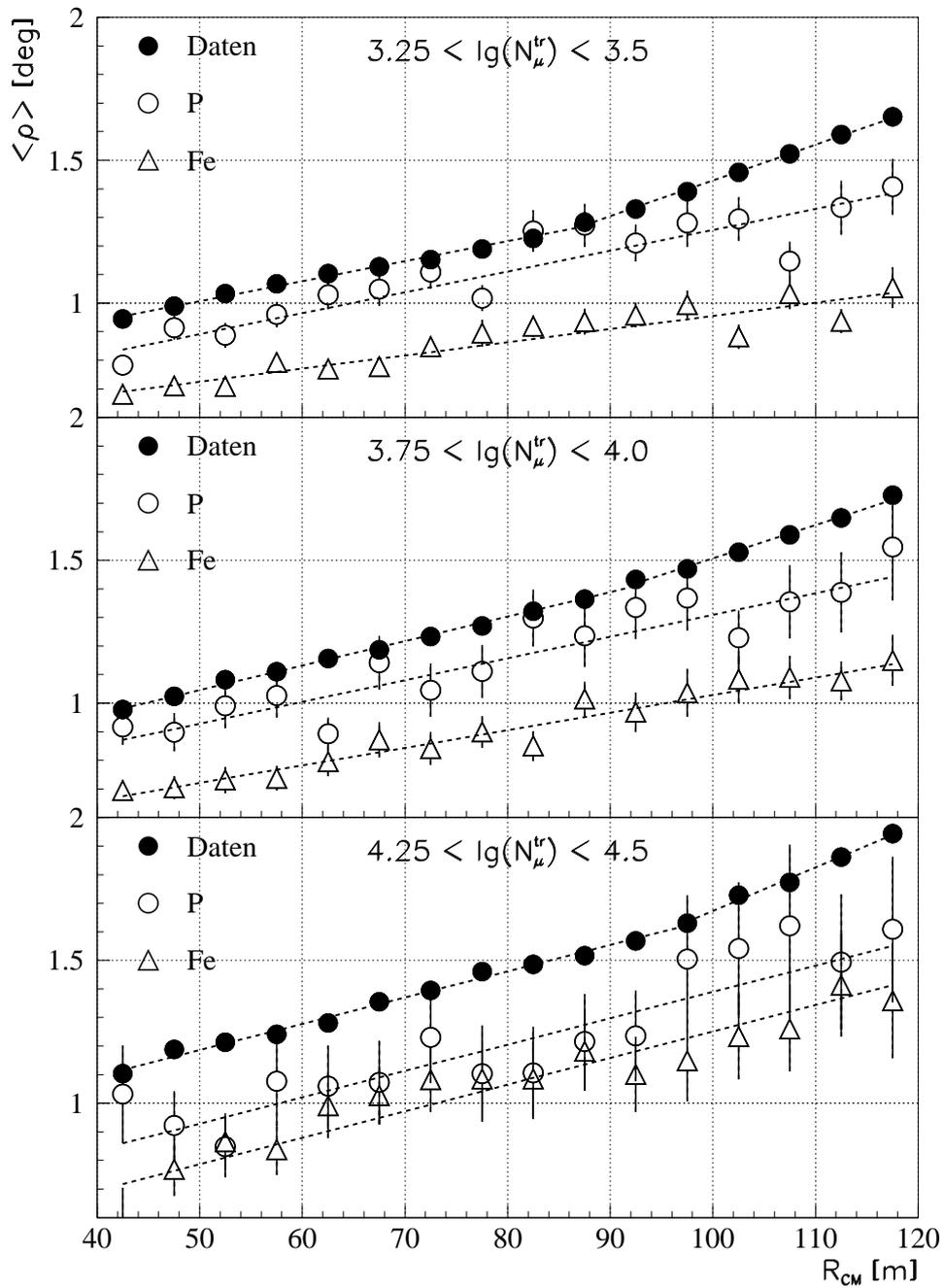


Abbildung D.7: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und SIBYLL-Simulationen.

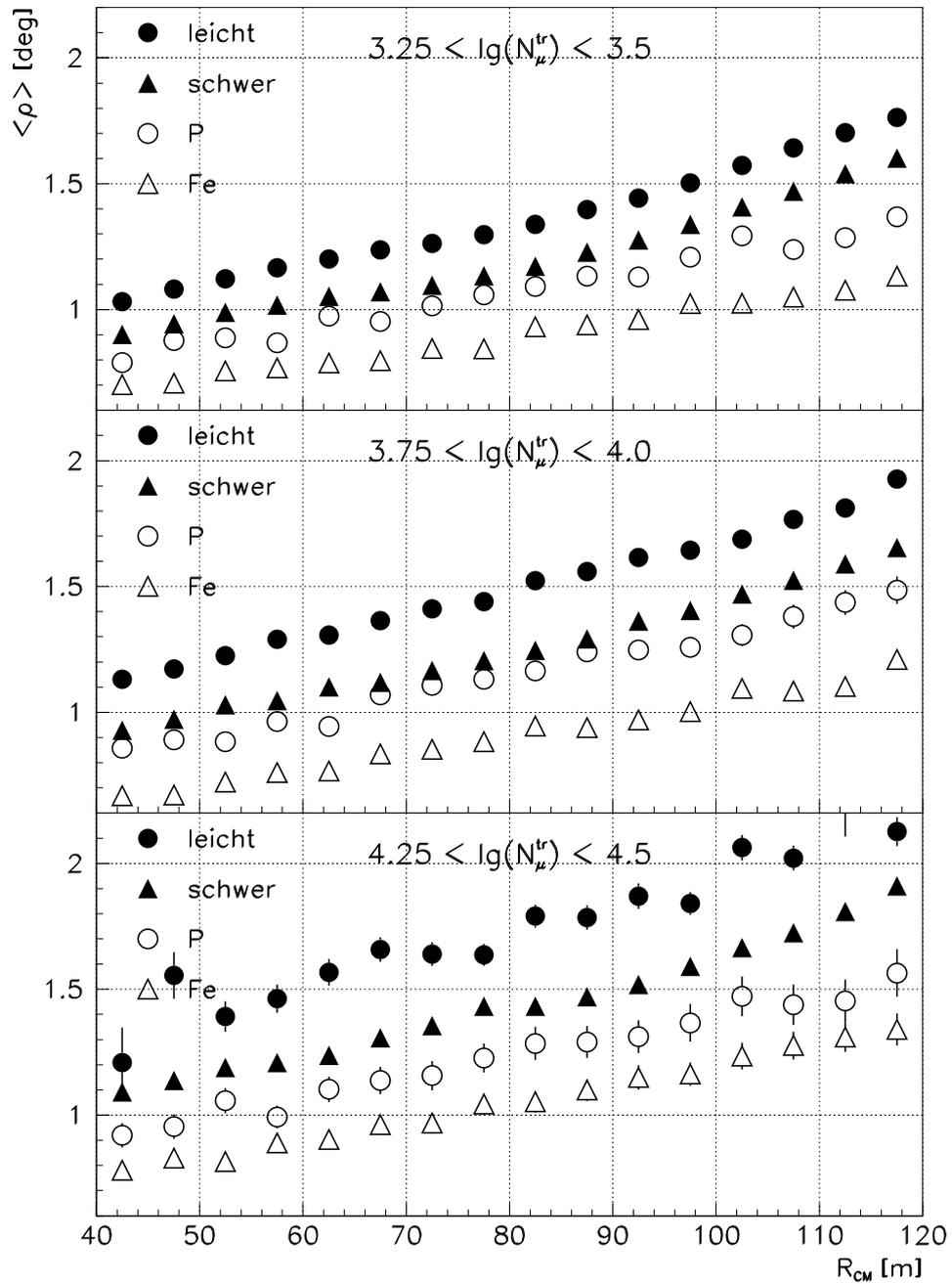


Abbildung D.8: Abhängigkeit des mittleren Radialwinkels vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der QGSJET-Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

Anhang E

Abbildungen zu Kapitel 8

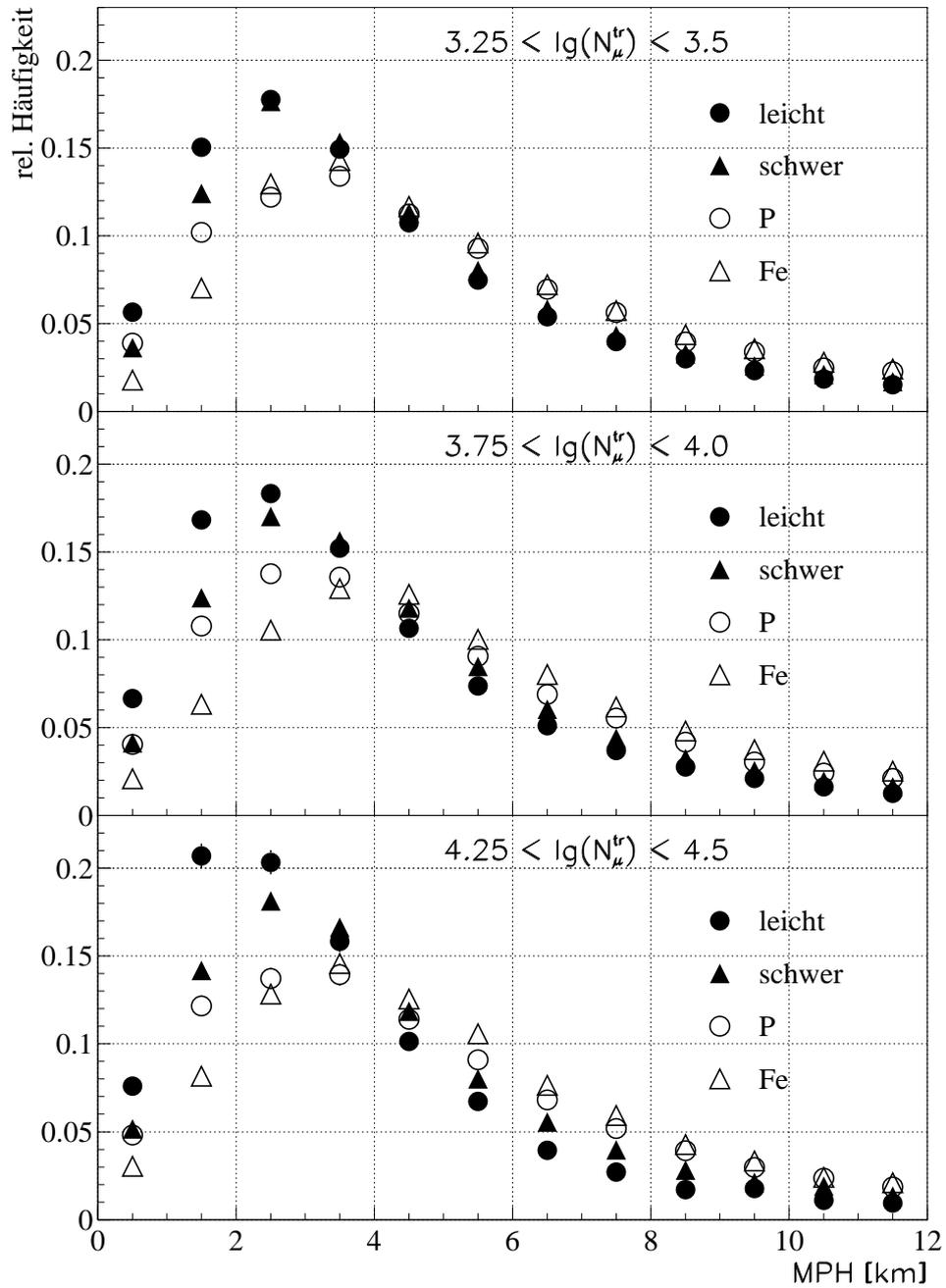


Abbildung E.1: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für den Abstandsbe-
reich von $40 - 80 m$ für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Simulationen mit den
nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

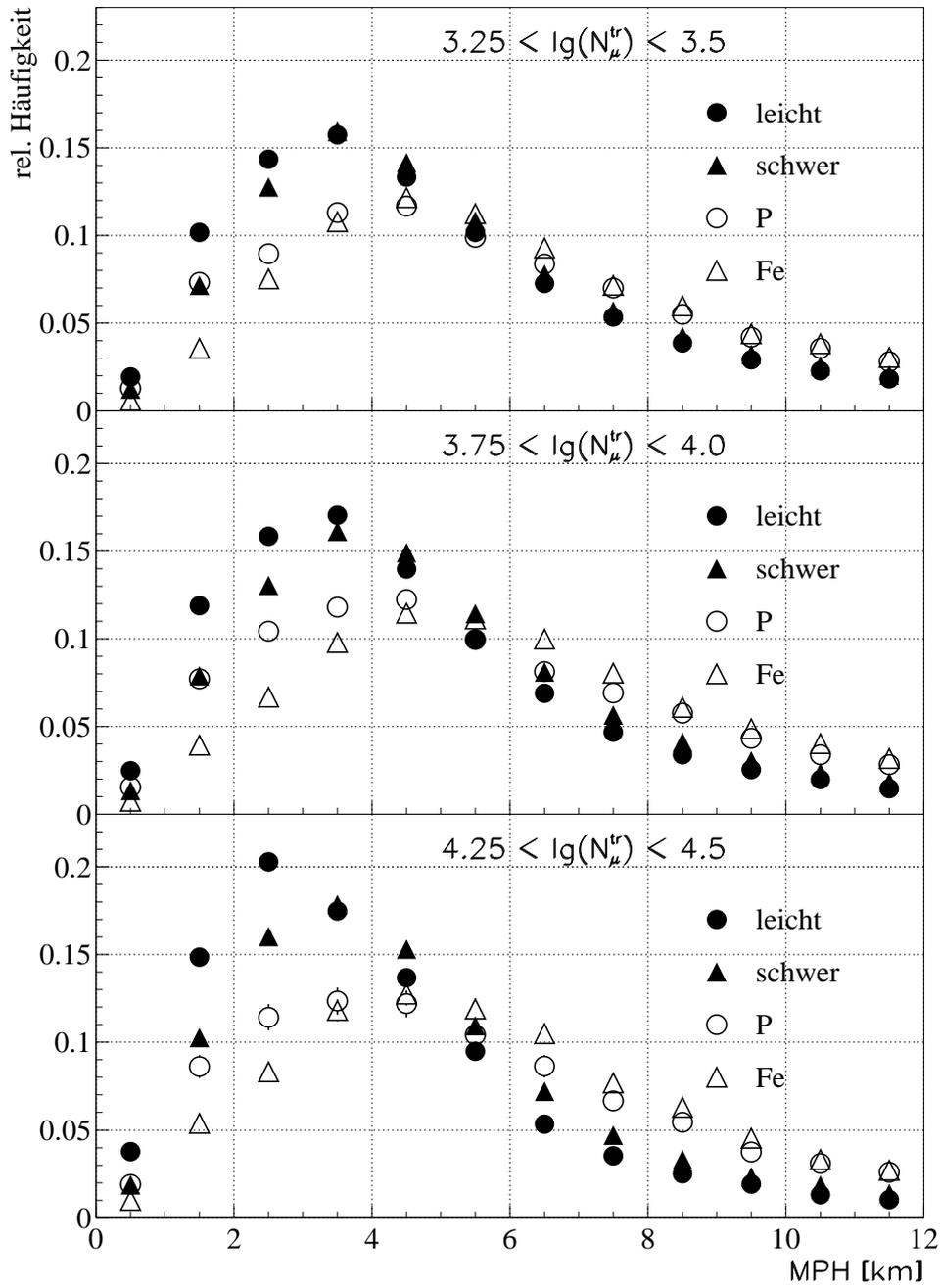


Abbildung E.2: Verteilungen der Myonproduktionshöhen für die Abstandsbereiche von 80 – 120 m für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

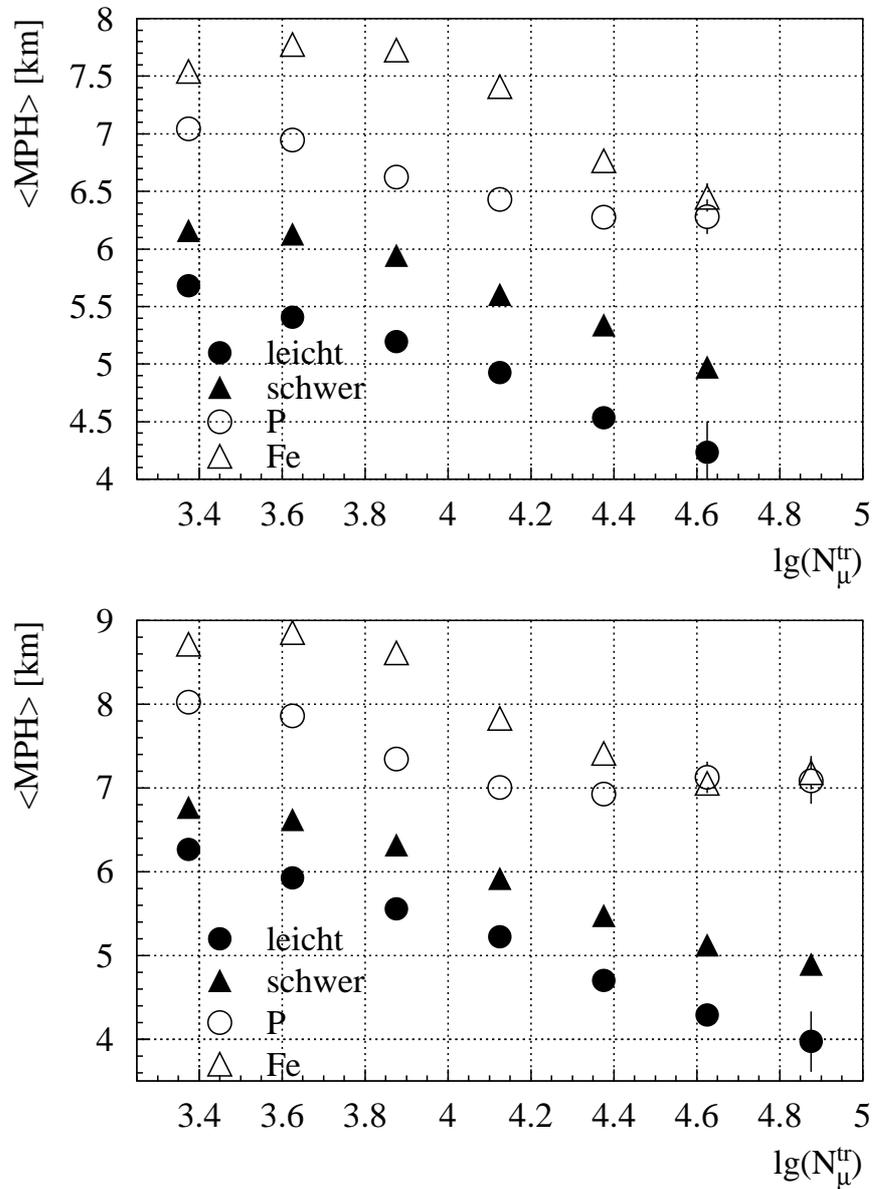


Abbildung E.3: Mittlere Myonproduktionshöhen für die Abstandsbereiche von 40 – 80 m (oben) und 80 – 120 m (unten). Vergleich der Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

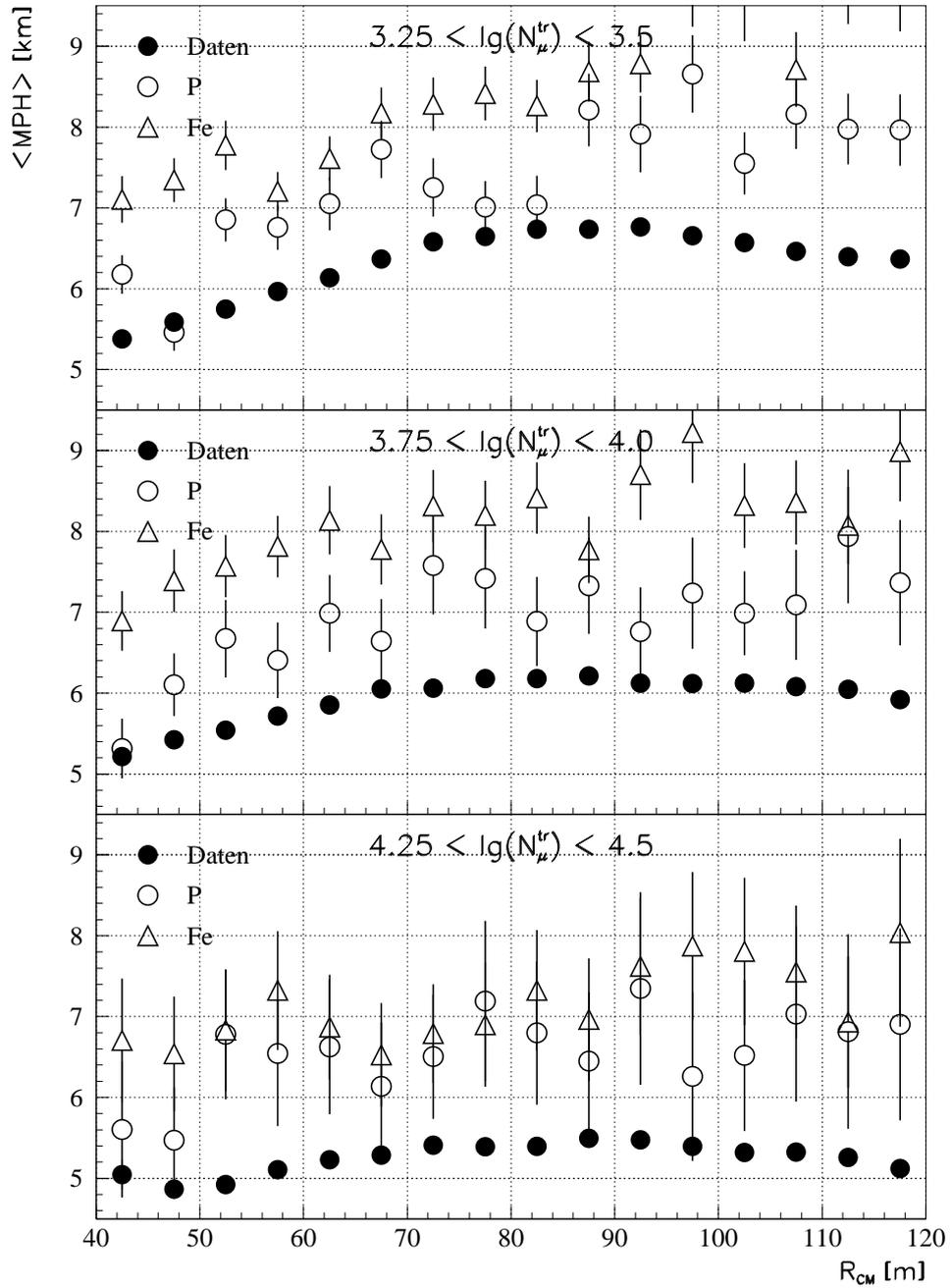


Abbildung E.4: Abhängigkeit der mittleren Myonproduktionshöhen vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_{\mu}^{tr})$ -Intervalle. Vergleich von Daten und SIBYLL-Simulationen.

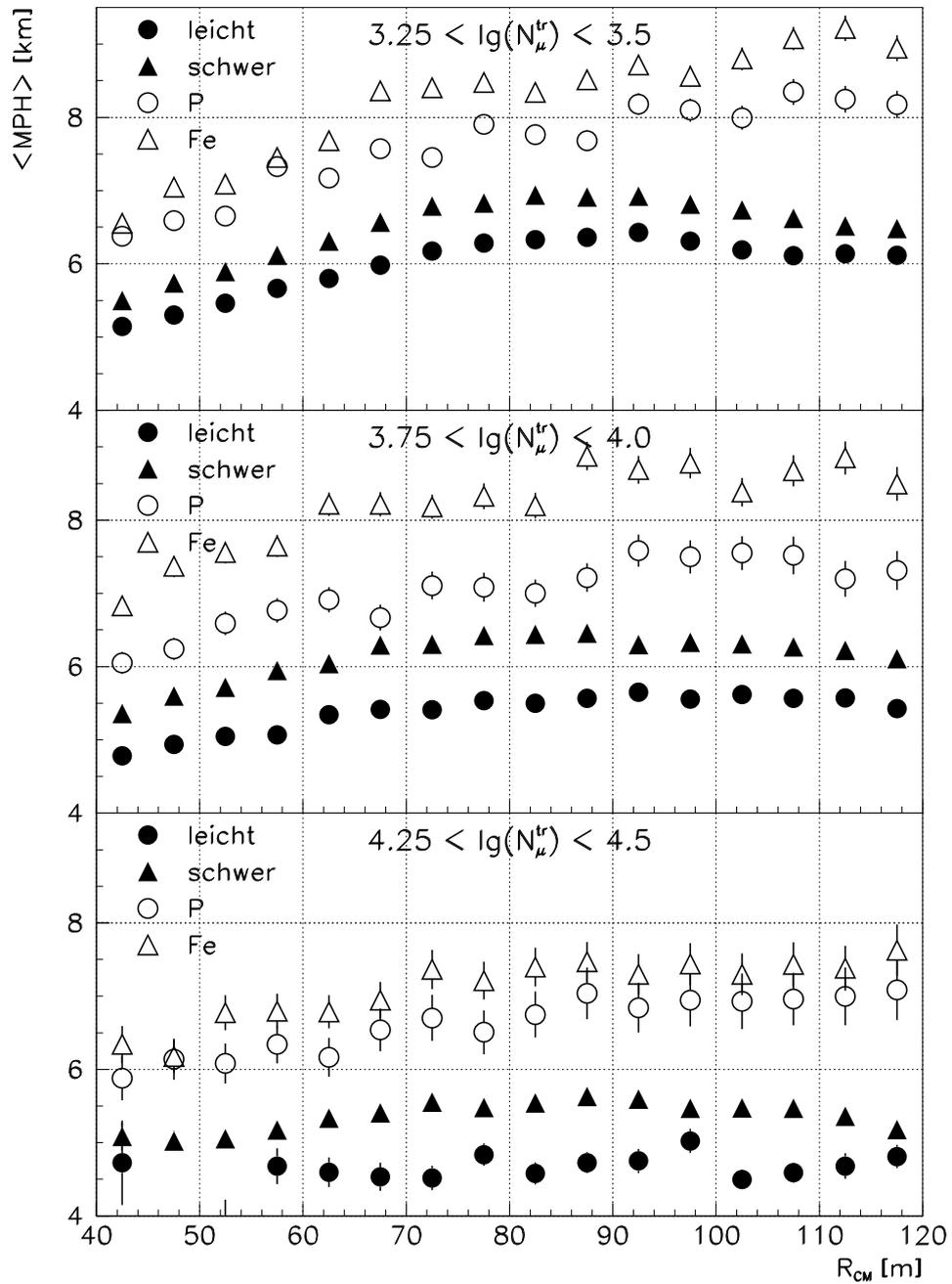


Abbildung E.5: Abhängigkeit der mittleren Myonproduktionshöhen vom Abstand zum Schauerzentrum für 3 $\lg(N_\mu^{tr})$ -Intervalle. Vergleich der QGSJET-Simulationen mit den nach leichten und schweren Primärteilchen angereicherten Datensätzen.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert danke ich für die Übernahme des Referats.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Blümer für die Übernahme des Korreferats und die Ermöglichung dieser Arbeit im Rahmen der KASCADE Kollaboration am Institut für Kernphysik am Forschungszentrum Karlsruhe.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. P. Doll für seine ständige Diskussionsbereitschaft und viele wertvolle Anregungen bei der Durchführung und Durchsicht dieser Arbeit.

Frau Dr. C. Büttner, Herrn Priv. Doz. Dr. J. Zabierowski und Herrn Dr. A. Haungs danke ich für viele Diskussionen und Anregungen zu meinen Analysen.

Dank Herrn Dr. J. Milke für das Korrekturlesen dieser Arbeit sowie die Unterstützung bei Computer- und Softwarefragen.

Herrn Dipl. Phys. K. Daumiller möchte ich für zahlreiche Hinweise und Ideen danken, die bei der Entstehung dieser Arbeit sehr hilfreich waren.

Herrn G. Schleif, Herrn K.-J. Rist und Herrn J. Rachkowski danke ich für ihre ausdauernden Bemühungen bei den Veränderungen, die zur Verbesserung der Winkelauflösung des Myonspurdetektors durchgeführt werden mussten.

Herrn B. Hoffmann gilt mein Dank für weiterführende Gespräche, die zum besseren Verständnis der verwendeten Ausleseelektronik dienten.

Des Weiteren möchte ich allen übrigen Mitgliedern der KASCADE Kollaboration und speziell der Teerunde für die gute Zusammenarbeit und angenehme Atmosphäre nicht nur während der Arbeit danken.

Ein herzliches Dankeschön auch an meine Eltern, meinen Bruder samt Familie und meine Freunde und Bekannten, die mir in dieser Zeit den Rücken gestärkt haben und für neue Motivation gesorgt haben.

Literaturverzeichnis

- [Aar 87] P.A. Aarnio et al., *FLUKA user's guide*, Technical Report TIS-RP-190, CERN (1987,1990)
- [Agl 89] M. Aglietta et al., Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 23
- [All 75] O.C. Allkhofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Carl Thiemeig, München (1975)
- [Amb 97] M. Ambrosio et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 219
- [Amb 99] M. Ambrosio et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 312
- [Ant 97] T. Antoni, *Erweiterung des Top-Clusters von KASCADE zur Untersuchung kleiner Schauer*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Ant 01] T. Antoni et al., Astropart. Phys. 14 (2001) 245
- [Ant 03] T. Antoni et al., Astropart. Phys. 19 (2003) 703
- [Ant 03a] T. Antoni et al., Nucl. Instr. and Meth. A513 (2003) 490
- [Ant 03b] T. Antoni, *Nachweis hochenergetischer Myonen in ausgedehnten Luftschauern bei KASCADE*, FZKA 6903, Forschungszentrum Karlsruhe (2003)
- [Ant 04] T. Antoni et al. Astrophys. J. 612 (2004) 914
- [Ant 04a] T. Antoni et al., Nucl. Instr. and Meth. A533 (2004) 387
- [Asa 93] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration), Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada 2 (1993) 21
- [Asa 93a] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration), Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada 2 (1993) 25
- [Ata 00] I. Atanasov et al., *Large muon tracking detector in the air shower experiment KASCADE*, FZKA 6474, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Aug 39] P. Auger et al., Rev. of Mod. Phys. 11 (1939) 288

- [Bad 03] F. Badea et al., Proc. of the 28th ICRC, Tsukuba, Japan (2004) 25
- [Ber 96] K. Bernlöhner, Proc. of the 25th ICRC, Durban, South Africa 4 (1997) 65
- [Ber 97] K. Bernlöhner, Astropart. Phys. 5 (1996) 139
- [Ber 01] M. Bertina et al., Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, Germany 2 (2001) 797
- [Bir 93] D.J. Bird et al. (Fly's Eye-Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3401
- [Bla 80] R.D. Blandford, J.P.Ostriker, Ap. J. 237 (1980) 793
- [Bot 29] W. Bothe, W. Kolhörster, Zeitschrift für Physik 56 (1929) 751
- [Boz 01] H. Bozdog et al., Nucl. Instr. and Meth. A465 (2001) 455
- [Bra 97] I. M. Brancus, Astropart. Phys. 7 (1997) 343
- [Büt 04] C. Büttner, *Untersuchung von Myonlateralverteilungen und Myonproduktionshöhen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA 6948, Forschungszentrum Karlsruhe (2004)
- [Chi 92] N. Chiba et al., Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 338
- [Cro 95] J.W. Cronin et al. (Auger Kollaboration), *The Pierre Auger Project*, Design Report, Fermilab (1995)
- [Dau 04] K. Daumiller, *persönliche Mitteilung* (2004)
- [Dol 90] P. Doll et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*, KfK-Bericht 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dol 02] P. Doll et al., Nucl. Instr. and Meth. A488 (2002) 517
- [Dov 02] M.T. Dova, World Scientific, astro-ph/0101379
- [Ell 90] E. Ellison, E. Moebius und G. Paschmann, Astrophys. J. 352 (1990) 376
- [Eng 90] J.J. Engelmann et al., Astron. Astrophys. 233 (1990) 96
- [Eng 99] J. Engler et al., Nucl. Instr. and Meth. A427 (1999) 528
- [Erl 97] A.D. Erlykin, A.W. Wolfendale, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 979
- [Fas 00] A. Fasso et al., *FLUKA: Status and prospects for hadronic applications*, SLAC-PREPRINT-2000-117, Proc. Monte Carlo Conf. (2000)

- [Fle 94] R.S. Fletcher, Phys. Rev. D 50 (1994) 5710
- [Fri 54] M.W. Friedlander et al., Phil. Mag. 45 (1954) 1043
- [Gai 92] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1992)
- [Gea 93] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Application Software Group, CERN (1993)
- [Gla 03] R. Glasstetter, *persönliche Mitteilung* (2003)
- [Gni 03] T. Gnielka, *Untersuchungen zur gemeinsamen Analyse der Daten des Myonspurdetektors und des Detektorfeldes im KASCADE-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2003)
- [Gre 56] K. Greisen, Prog. Cosmic Ray Phys. Vol. III
- [Gre 66] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748
- [Gup 89] M. Gupta, W.R. Webber, Ap. J. 340 (1989) 1124
- [Hec 98] D. Heck et al., *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hae 96] R. Haeusler, *Aufbau und erste Messungen des Top-Clusters von KASCADE*, FZKA 5798, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hes 12] V.F. Hess, Physikalische Zeitschrift 13 (1912) 1084
- [Hig 99] J. Higdon, R. Lingenfelter, R. Ramaty, Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, USA, OG.3.1.04 (1999)
- [Hil 84] A.M. Hillas, Ann. Rev. Astr. Phys. 22 (1984) 425
- [Hör 04] J. R. Hörandel, *On the mean logarithmic mass of cosmic rays derived from measurements of the average depth of the maximum of extensive air showers*, Proc. of the 13th ISVHECRI, Pylos, Greece (2004), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) in press
- [Iva 93] I.P. Ivanko et al., Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada 2 (1993) 17
- [Kal 93] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, Phys. At. Nucl. 56(3) (1993) 346
- [Kam 01] K.-H. Kampert, Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, Germany (2001) astro-ph/0101379
- [Kaz 03] D. Kazanas, A. Nicolaidis, Gen. Rel. Grav. 35 (2003) 1117

- [Kei 03] B. G. Keilhauer, *Investigation of atmospheric effects on the development of extensive air showers and their detection with the Pierre Auger Observatory*, FZKA 6958, Forschungszentrum Karlsruhe (2004)
- [Kle 92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner-Verlag Stuttgart (1992)
- [Kna 97] J. Knapp, *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*, FZKA 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Kob 02] K. Kobayakawa, Y. Sato, T. Samura, Phys. Rev. D 66 (2002) 083004, astro-ph/0008209
- [Lat 96] K. Latzina, *Aufbau eines Gassystems und Untersuchung der Umgebungseinflüsse auf die Streamertube-Detektoren bei KASCADE*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (1996)
- [Lip 93] P. Lipari, Astropart. Phys. 1 (1993) 195
- [Lon 92] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics Vol. 1+2*, Cambridge University Press (1992+1994)
- [Mai 04] G. Maier, *Suche nach Anisotropie in der kosmischen Strahlung mit dem KASCADE Experiment*, FZKA 6951, Forschungszentrum Karlsruhe (2004)
- [Mar 99] D. Martello, Unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [May 92] H. Mayer, Nucl. Instr. and Meth. A317 (1992) 339
- [May 93] H. Mayer, Nucl. Instr. and Meth. A330 (1993) 254
- [Mil 03] J. Milke, *Test hadronischer Wechselwirkungsmodell mittels Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer*, FZKA 6795, Forschungszentrum Karlsruhe (2003)
- [Mül 91] D. Müller et al., Astrophys. J. 374 (1991) 356
- [Mül 03] M. Müller, *Untersuchung unbegleiteter Hadronen in durch kosmische Strahlung induzierten Luftschauern im Bereich bis zu einem PeV*, FZKA 6912, Forschungszentrum Karlsruhe (2003)
- [Nag 92] M. Nagano et al., J. Phys. G 18 (1992) 423
- [Nav 04] G. Navarra et al., Nucl. Instrum. Meth. A518 (2004) 207

- [Nel 85] W.R. Nelson et al., *The EGS4 Code System*, SLAC Report 265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Nik 95] S.I. Nikolsky, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 39A (1995) 228
- [Obe 00] R. Obenland, *Untersuchung der Ladungsdriftzeit in Streamertube Detektoren zur Verbesserung der Richtungsbestimmung von Schauer Myonen*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2000)
- [Par 00] E. Parizot, Astron. Astrophys. 362 (2000) 786
- [Pen 97] L. Pentchev et al., Nucl. Instr. and Meth. A399 (1997) 275
- [Pen 99] L. Pentchev et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1235
- [Pen 01] L. Pentchev, P. Doll, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 27 (2001) 1459
- [Rai 97] U. Raidt, *Aufbau des Trigger- und Zeitmessungssystems im Zentraldetektor von KASCADE und Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Rya 72] M.J. Ryan et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 985
- [Sau 77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN Report 77-09 (1977)
- [Seg 90] E. Segrè, *Die großen Physiker und ihre Entdeckungen*, Bd. 2, 4. Auflage, Serie Piper, ISBN 3-492-11175-0 (1990)
- [Sig 94] G. Sigl, Astropart. Phys. 2 (1994) 401
- [Swo 95] S. Swordy, Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy (1995) 697
- [Tes 93] M. Teshima, Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada, Invited Papers, eds. D.A. Leahy et al., World Scientific (1993) 257
- [Tik 77] A. N. Tikhonov, *Solutions of ill posed problems* (New York: Wiley) (1977)
- [Tok 01] M. Tokiwa et al., Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, Germany (2001) 939
- [Ulr 04] H. Ulrich, *Untersuchungen zum primären Energiespektrum der kosmischen Strahlung im PeV-Bereich mit dem KASCADE-Experiment*, FZKA 6952, Forschungszentrum Karlsruhe (2004)
- [Uns 99] A. Unsöld, B. Baschek, *Der neue Kosmos*, 6. Auflage, ISBN 3-540-64165-3

- [Van 02] J. van Buren, *Bestimmung des Energiespektrums und der mittleren Masse der kosmischen Strahlung*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2002)
- [Vav 86] J. Vavra, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 547
- [Völ 88] H.J. Völk, P.L. Biermann, Astrophys. J. Lett. 333 (1988) L65
- [Web 97] J.H. Weber, Proc. of the 25th ICRC, Durban, South Africa 6 (1997) 153
- [Web 99] J.H. Weber, *Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, FZKA 6339, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Wef 91] J. Wefel, *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium*, eds. M.M.Shapiro et al., NATO ASI Series C337 (1991) 29
- [www1] http://lowdose.org/history/full_timeline.html
- [www2] <http://bowie.gsfc.nasa.gov/time>
- [Yos 95] S. Yoshida et al., Astropart. Phys. 3 (1995) 105
- [Zab 02] J. Zabierowski, P. Doll, Nucl. Instrum. Meth. A484 (2002) 528
- [Zab 03] J. Zabierowski, *persönliche Mitteilung* (2003)
- [Zab 04] J. Zabierowski, *Investigation of the pseudorapidity and momentum of muons in EAS with the KASCADE Muon Tracking Detector*, Proc. of the 13th ISVHECRI, Pylos, Greece (2004), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) in press
- [Zat 66] G.T. Zatsepin, V.A.Kuz'min, JETP Lett. 4 (1966) 78
- [Zat 93] V.I. Zatsepin et al., Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada 2 (1993) 13