

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6015

Untersuchung der hadronischen Komponente
ausgedehnter Luftschauer
und Messung der Elementzusammensetzung
der kosmischen Strahlung

J.R. Hörandel

Institut für Kernphysik

Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften von der
Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

Überblick

Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung

Das 320 m² große Hadronkalorimeter des Experimentes KASCADE erlaubt den Nachweis und die Trennung einzelner Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer, sowie die Bestimmung ihrer Energie, Richtung und Auftrefforte. Zusammen mit dem 200 × 200 m² großen Szintillatorarray des Experimentes können damit die hadronische, elektromagnetische und myonische Komponente von Luftschauern gleichzeitig gemessen werden. Es wurden Luftschauer im Energiebereich von 0.1 bis 40 PeV untersucht, wobei unterschiedliche hadronische Observablen Verwendung fanden. Die Ereignisse wurden in Intervalle der Schauergröße der hadronischen, der myonischen und der elektromagnetischen Komponente eingeteilt. Zum Test der im Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA implementierten hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungsmodelle wurden die gemessenen und simulierten Verteilungen der Observablen miteinander verglichen. Das Modell QGSJET beschreibt die Daten sehr gut. Beim Modell VENUS ergeben sich bei der Klassifizierung der Schauer nach der Elektronenzahl systematische Abweichungen zwischen Simulation und Messung, insgesamt zeigt sich aber eine befriedigende Übereinstimmung. SIBYLL zeigt bei Korrelation mit der myonischen Schauergröße große systematische Abweichungen. Im Energiebereich von 0.2 bis 40 PeV konnte zum ersten mal das Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente vermessen werden. Dabei zeigt sich bei einer Energie von 3 – 4 PeV ein Abknicken des Spektrums. Die Spektralindizes wurden zu $\gamma_1 = 2.72 \pm 0.04_{stat} \pm 0.14_{syst}$ unterhalb und $\gamma_2 = 3.02 \pm 0.09_{stat} \pm 0.16_{syst}$ oberhalb des „Knies“ bestimmt. Die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung konnte erstmals unter Verwendung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer untersucht werden. Dabei zeigen alle Observablen mit zunehmender Energie einen einheitlichen Trend zu einer schwereren Zusammensetzung.

Abstract

Investigation of the hadronic component of extensive air showers and determination of the cosmic ray mass composition

The 320 m² hadron calorimeter of the experiment KASCADE allows to prove and to separate single hadrons in the core of extensive air showers. In coincidence with the 200 × 200 m² scintillator array, the hadronic, electromagnetic and muonic components of extensive air showers can be measured simultaneously. Showers in the energy range from 0.1 to 40 PeV have been investigated using different hadronic observables. The events have been classified according to the shower size of the hadronic, muonic and electromagnetic component. In order to test three high energy hadronic interaction models as implemented in the CORSIKA air shower simulation program, measured and simulated observables are compared to each other. The model QGSJET describes the data well. The model VENUS systematically produces deviations between the measurements and simulations if the showers are classified according to the number of electrons, but in total it shows a satisfying agreement. For SIBYLL there are large systematical differences when correlated with the muonic shower size. In the energy range from 0.2 to 40 PeV, the hadronic shower size spectrum has been measured for the first time. A “knee“ is observed at an energy of 3 – 4 PeV. The spectral indices are determined to $\gamma_1 = 2.72 \pm 0.04_{stat} \pm 0.14_{syst}$ below and $\gamma_2 = 3.02 \pm 0.09_{stat} \pm 0.16_{syst}$ above the “knee“. The cosmic ray mass composition is investigated for the first time using the hadronic component of extensive air showers. With rising energy, a trend to a heavier composition is been observed within all observables examined.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die kosmische Strahlung und ihre Wechselwirkung mit der Atmosphäre	3
1.1 Kosmische Strahlung	3
1.1.1 Energiespektrum	3
1.1.2 Elementzusammensetzung	5
1.1.3 Transportmechanismen	6
1.1.4 Quellen und Beschleunigungsmechanismen	7
1.2 Ausgedehnte Luftschauer	9
1.3 Die hadronische Wechselwirkung	12
1.3.1 Allgemeines	13
1.3.2 Modellierung der hadronischen Wechselwirkung	16
2 Das Experiment KASCADE	19
2.1 Das Hadronkalorimeter	20
2.1.1 Flüssigkeitsionisationskammern	22
2.1.2 Elektronische Kalibration	25
2.2 Die Triggerebene und das Top-Cluster	27
2.3 Die Vieldrahtproportionalkammern	28
2.4 Das Szintillatorarray	28
2.5 Der Myontunnel	29
2.6 Die Datenauslese und Experimentsteuerung	30
3 Analyse der Daten	32
3.1 Simulationsrechnungen	32
3.1.1 Luftschauersimulation	32
3.1.2 Detektorsimulation	34

3.2	Datennahme	35
3.3	Rekonstruktion der Daten	35
3.3.1	Rekonstruktion von Hadronen im Kalorimeter	36
3.3.2	Rekonstruktionen im Szintillatorarray	38
3.4	Genauigkeit der Rekonstruktion	39
3.4.1	Schauerzentrum	39
3.4.2	Globale Schauergrößen	40
3.5	Selektion der Daten und Effizienz	41
3.6	Überwachung der Detektoreigenschaften	43
3.6.1	Dynamischer Bereich der Ionisationskammern	44
3.6.2	Zeitliche Stabilität	46
3.6.3	Örtliche Uniformität	46
4	Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle	48
4.1	Energieeichung der Schauergrößenintervalle	48
4.2	Lateralverteilung der Hadronen	52
4.3	Laterale Energiedichteverteilung der Hadronen	56
4.4	Hadronzahl und hadronische Energiesumme	59
4.5	Differentielles Energiespektrum der Hadronen	65
4.6	Aufteilung der Hadronenergie in Luftschauern	68
4.7	Maximale Hadronenergie pro Luftschauer	71
4.8	Substrukturen im hadronischen Schauerkern	74
4.9	Zahl der Elektronen und Myonen	78
4.10	Zusammenfassung	79
5	Bestimmung der Elementzusammensetzung	81
5.1	Relativer Abstand von Verteilungen als Massenparameter	81
5.2	Lateralverteilung der Hadronen	83
5.3	Laterale Energiedichte der Hadronen	84
5.4	Differentielles Energiespektrum der Hadronen	86
5.5	Aufteilung der Hadronenergie in Luftschauern	87
5.6	Maximale Hadronenergie	89
5.7	Substrukturen im hadronischen Schauerkern	89
5.8	Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente	91

5.9 Ergebnisse	94
5.10 Vergleich mit anderen Ergebnissen	99
6 Zusammenfassung und Ausblick	104
Anhang	I
Abbildungsverzeichnis	II
Tabellenverzeichnis	V
Literaturverzeichnis	VI

Einleitung

Die hochenergetische kosmische Strahlung oberhalb einer Teilchenenergie von 10 GeV besteht im wesentlichen aus Atomkernen, die in unserer Milchstraße oder eventuell anderen Galaxien beschleunigt werden. Die Teilchen der kosmischen Strahlung stellen die einzige Materie dar, die wir von außerhalb des Sonnensystemes erhalten und direkt analysieren können. Ihre Untersuchung ist deshalb von besonderem astrophysikalischem Interesse. Die Massenzusammensetzung und die Energieverteilung der kosmischen Strahlung geben Hinweise auf die Natur und die Art ihrer Quellen. Die ungestörte Primärstrahlung wird oberhalb der Atmosphäre mit Instrumenten vermessen, die von Stratosphärenballonen getragen werden oder auf Satelliten installiert sind. Der Teilchenfluß nimmt mit wachsender Energie entsprechend einem Potenzgesetz stark ab, so daß die limitierende Ausdehnung der Instrumente oberhalb der Atmosphäre eine Bestimmung der Massenzusammensetzung nur bis etwa $5 \cdot 10^{14}$ eV erlaubt.

Das Energiespektrum aller Teilchen dagegen ist bis zu den höchsten bisher nachgewiesenen Energien von 10^{20} eV bekannt, da es über ausgedehnte Luftschauer am Erdboden vermessen wird, wo sehr große Flächen mit Detektoren belegt werden können. Allerdings erlauben es diese Experimente nicht, die Identität des primären Teilchens direkt zu bestimmen, und dementsprechend schwanken die Aussagen der einzelnen Experimente sehr stark. Im PeV-Bereich reichen die Angaben für die Elementzusammensetzung von ausschließlich Protonen bis zu reinen Eisenkernen.

In diesem Energiebereich ist aber die Massenzusammensetzung von besonderem Interesse, da sich bei etwa 4 PeV Teilchenenergie im Energiespektrum der Exponent des Potenzgesetzes vergrößert, d.h. der Teilchenfluß noch stärker abnimmt. Man spricht vom „Knie“ des Spektrums. Dies deutet auf eine Änderung im Beschleunigungsmechanismus der kosmischen Strahlung oder auf andere Quellen hin, die ab dieser Energie wirksam werden. Aus diesem Grunde ist die Kenntnis der Zusammensetzung von großem Interesse, da man hierdurch eine Erweiterung des Wissens über die Quellen und Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung sowie über die physikalischen Prozesse bei ihrer Ausbreitung durch die Galaxis erwartet.

Das Experiment KASCADE hat sich deshalb zum Ziel gesetzt, auf indirektem Wege durch genaue Vermessung ausgedehnter Luftschauer, die beim Eintritt von Teilchen der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre der Erde entstehen, die Elementzusammensetzung im Energiebereich von einigen 10^{13} bis zu 10^{17} eV zu bestimmen. Zur exakten Vermessung der Teilchenschauer wurde im Forschungszentrum Karlsruhe eine Experimentieranlage aufgebaut, die es erlaubt, alle Teilkomponenten eines Luftschauers gleichzeitig nachzuweisen, insbesondere auch die Hadronen im Kern des Schauers. Aus den Orts-, Energie- und Ankunftszeitverteilungen der unterschiedlichen Teilchensorten im Schauer wird anhand von Simulationsrechnungen der Kaskadenentwicklung in der Lufthülle auf die Natur des auslösenden, primären Teilchens geschlossen. Der Nachweis der Hadronen spielt dabei eine entscheidende Rolle, da die aus der hadronischen Komponente gewonnenen Observablen ein guter Indikator für die Masse des Primärteilchens sind und sie zum anderen erlauben, die Wechselwirkungsmodelle in den Simulationsrechnungen zu

überprüfen.

Die Hadronen werden in einem großen Kalorimeter nachgewiesen, indem sie in einem Absorberblock aus Eisen absorbiert werden und die dissipierte Energie in acht Lagen mit Flüssigkeitsionisationskammern gemessen wird. Messungen der hadronischen Komponente von Luftschauern werden im folgenden beschrieben und ihre Ergebnisse diskutiert.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst einige wesentlichen Punkte über die Physik der kosmischen Strahlung und ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre zusammengefaßt (Kapitel 1), daran schließt sich eine Beschreibung des Experimentes KASCADE an (Kapitel 2).

Die Analyse der Daten stützt sich auf umfangreiche Simulationsrechnungen, die in Kapitel 3 zusammen mit den verwendeten Rekonstruktionsmethoden beschrieben werden. Eine Diskussion der Genauigkeit der Rekonstruktionsergebnisse und die Überwachung der Stabilität des Detektors runden dieses Kapitel ab.

Die gebräuchlichen hadronischen Wechselwirkungsmodelle sind zwar in der Regel in der Lage, die an Beschleunigern gemessenen Daten zu reproduzieren, bei höheren Energien, wie sie in der kosmischen Strahlung vorkommen, stützen sie sich jedoch auf Extrapolationen in unbekannte Energie- und Kinematikbereiche, deren Gültigkeit nicht bekannt ist. Besondere Bedeutung fällt daher den hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungsmodellen zu, da als eine mögliche Ursache des Knies auch eine Änderung der Wechselwirkungsmechanismen innerhalb der Atmosphäre in Betracht gezogen werden kann. Es ist daher besonders wichtig, die hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungsmodelle durch Vergleich mit gemessenen Observablen zu überprüfen. In dieser Arbeit werden deshalb für eine Vielzahl von am Erdboden meßbaren Observablen Vergleiche zwischen gemessenen und simulierten Daten hergestellt, anhand derer die Qualität der Wechselwirkungsmodelle beurteilt wird. Es wird sich dabei als wichtig herausstellen, daß alle drei bei KASCADE meßbaren Schauerkomponenten, die hadronische, die elektromagnetische und die myonische, in die Untersuchungen einbezogen werden müssen (Kapitel 4).

Die hadronische Schauerkomponente trägt einen wesentlichen Teil der Information über die Natur des Primärteilchens. Ziel dieser Arbeit ist es, aus meßbaren Größen dieser Komponente, geeignete Observablen abzuleiten, mittels derer auf die Energie und Masse des Primärteilchens geschlossen werden kann. Die unterschiedlichen Observablen und ihre Abhängigkeit von der Masse des Primärteilchens werden in Kapitel 5 beschrieben. Mit den dort vorgestellten Methoden wird die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ bestimmt. Die Frage der Existenz des Knies in allen drei Schauerkomponenten ist für die Astrophysik von großem Interesse, da hiermit geklärt werden kann, ob die Ursache des beobachteten Knies im Energiespektrum innerhalb oder außerhalb der Erdatmosphäre zu suchen ist. Eine erstmalige Messung des Schauergrößenspektrums der hadronischen Komponente rundet daher die Ergebnisse in Kapitel 5 ab.

1

Die kosmische Strahlung und ihre Wechselwirkung mit der Atmosphäre

Die kosmische Strahlung ist die einzige Materie, die von außerhalb unseres Sonnensystemes die Erde erreicht und analysiert werden kann. Mittels dieser materiellen Sonde können daher ferne Bereiche der Galaxis z.B. durch direkte Messung der Elementzusammensetzung oder des Verhältnisses von Materie zu Antimaterie untersucht werden. Die Herkunft der kosmischen Strahlung sowie ihre Beschleunigungs- und Ausbreitungsmechanismen sind daher für die Astrophysik von großem Interesse. Die gegenwärtigen Modellvorstellungen zur Entstehung und zum Transport der kosmischen Strahlung sowie zu ihrer Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre werden in diesem Kapitel in einem Überblick zusammengestellt.

1.1 Kosmische Strahlung

Unter kosmischer Strahlung sollen in dieser Arbeit alle geladenen Teilchen verstanden werden, die die Erdatmosphäre von außerhalb treffen und deshalb als primär bezeichnet werden.

1.1.1 Energiespektrum

Die primäre kosmische Strahlung oberhalb einer Energie von ca. 10 GeV besteht zu etwa 90 % aus Protonen, zu ca. 9 % aus α -Teilchen und zu ungefähr 1 % aus schweren, vollständig ionisierten Kernen bis hin zu Eisen und darüber hinaus. Ein geringer Teil besteht aus Elektronen ($e/p \approx 1\%$). Im Vergleich dazu ist die Zahl der Photonen sehr gering ($\gamma/p \approx 0.1\%$). Oberhalb der Atmosphäre ergeben diese Teilchen einen integralen Teilchenfluß von ca. $1000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über viele Größenordnungen von einigen MeV bis zu 10^{20} eV. Unterhalb von 10 GeV wird es durch das Magnetfeld der Sonne beeinflusst und zeitlich variabel moduliert. Oberhalb dieser Energie besitzen die Teilchen eine genügend große magnetische Steifigkeit, und der Einfluß des interplanetaren Magnetfeldes ist vernachlässigbar. Der Fluß nimmt oberhalb einer Energie von einigen GeV stark ab. In Abbildung 1.1 sind einige Messungen des Energiespektrums im Bereich von 100 GeV bis zu 10^{11} GeV wiedergegeben. Neben einer Zusammenstellung von Teshima [Teshima 93] sind Ergebnisse der Experimente Fly's Eye und AGASA gezeigt. Der dargestellte Fluß primärer Protonen und Eisenkerne ist das Ergebnis von direkten Messungen von Weltraumexperimenten. Bei den höchsten bisher gemessenen Energien werden Flüsse von etwa $1/(\text{km}^2 \text{ sr Jahrhundert})$ beobachtet.

Bei der Erzeugung, der Beschleunigung und beim Transport der kosmischen Strahlung sind die verschiedensten physikalischen Prozesse beteiligt. Um so erstaunlicher ist es, daß das differentielle Energiespektrum über mehrere Größenordnungen einen einfachen Verlauf zeigt und sich mittels

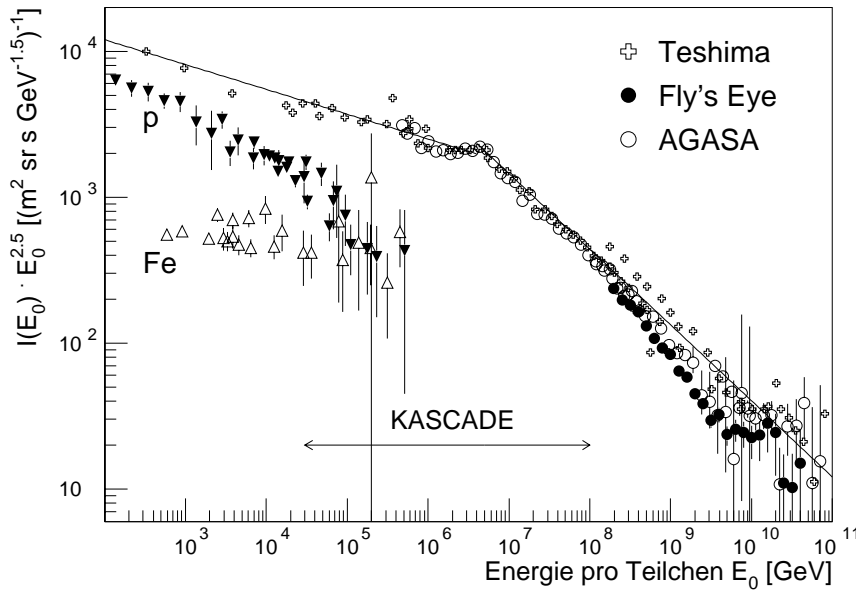


Abbildung 1.1: Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung. Die Abbildung zeigt den differentiellen Fluß aller Teilchen. Zur besseren Veranschaulichung des steilen Spektrums wurden die Ordinatenwerte mit $E_0^{2.5}$ multipliziert. Neben einer Zusammenstellung von Teshima [Teshima 93] sind Ergebnisse der Experimente Fly's Eye [Bird 93] und AGASA [Chiba 92] in Akeno dargestellt [Nagano 92, Yoshida 95]. Zusätzlich sind Ergebnisse direkter Messungen für Protonen [Ryan 72, Ivanenko 93, Asakimori 93a, Zatsepin 93] und Eisen [Müller 91, Engelmann 90, Ivanenko 93, Asakimori 93b] angegeben.

des Ansatzes

$$\frac{dN}{dE_0} \propto E_0^{-\gamma} \quad (1.1)$$

gut beschreiben läßt. Aus Abbildung 1.1 ist zu ersehen, daß sich der Spektralindex γ bei einer Energie $E_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$ eV von $\gamma = 2.7$ auf $\gamma = 3.0$ ändert. Erklärungsversuche hierfür reichen von einer abrupten Änderung der Beschleunigungsmechanismen über eine Änderung der Elementzusammensetzung¹, dem Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung bis zu einer Änderung der hadronischen Wechselwirkung.

Eine weitere Struktur deutet sich in der Abbildung bei höchsten Energien in einer leichten, statistisch nicht notwendigerweise signifikanten Abflachung an, die allgemein als „Knöchel“ bezeichnet wird. Sie kommt eventuell durch den „Greisen–Zatsepin–Kutz’min–Cutoff“ zustande [Greisen 66, Zatsepin 66]. Bei Energien oberhalb von 10^{19} eV ist die Schwerpunktsenergie bei Stößen mit den Photonen der 2.7 °K–Hintergrundstrahlung so groß, daß dabei Pionen oder e^+/e^- -Paare erzeugt werden können². Hochenergetische Kerne dissoziieren und hochenergetische Photonen verlieren ihre Energie durch Paarbildung³. Hochenergetische Teilchen verlieren also sehr rasch ihre Energie, und das Energiespektrum sollte daher bei einer Energie von ungefähr $5 \cdot 10^{19}$ eV abbrechen. Unterhalb dieser Energie sollte es zu einer Anhäufung der abgebremsten Teilchen kommen.

Die astrophysikalische Bedeutung der kosmischen Strahlung zum Verständnis des Universums

¹Eine solche deutet sich bei Extrapolation der Ergebnisse von direkten Messungen mit Satelliten, wie in Abbildung 1.1 für Protonen und Eisenkerne dargestellt, an.

²Aufgrund des größeren Wirkungsquerschnittes dominiert dabei die Pionproduktion.

³Bei diesem Prozeß liegt das Maximum der Absorption allerdings schon bei ca. 10^{15} eV

verdeutlicht folgende Abschätzung der Energiedichten in der Galaxis [Battistoni 96]. Nimmt man an, die kosmische Strahlung sei gleichmäßig und isotrop in der Galaxis verteilt, so folgt aus der Zahl der Teilchen $N(\geq E)$ oberhalb einer Energieschwelle für die Energiedichte ρ_E der kosmischen Strahlung

$$\rho_E = \frac{4\pi N(\geq 10 \text{ GeV})}{\beta c} \approx 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3} . \quad (1.2)$$

Diese Energiedichte entspricht etwa der des Sternlichtes $\rho_S \approx 0.6 \text{ eV/cm}^3$ und der des galaktischen Magnetfeldes $\rho_B \approx 0.26 \text{ eV/cm}^3$. Die kosmische Strahlung trägt also einen wesentlichen Anteil zur Gesamtenergie im interstellaren Raum bei.

1.1.2 Elementzusammensetzung

Die Elementzusammensetzung wurde bis zu Energien von einigen 10 TeV/Nukleon mit Experimenten auf Stratosphärenballonen und auf Satelliten bzw. Raumfähren gemessen. Ein Vergleich dieser Zusammensetzung mit derjenigen innerhalb des Sonnensystemes und der lokalen galaktischen Umgebung ist in Abbildung 1.2 wiedergegeben [Wefel 91]. Insgesamt stellt man eine gute Übereinstimmung der beiden Häufigkeitsverteilungen fest, für einige Elemente zeigen sich jedoch Differenzen.

Die Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff (CNO-Gruppe) sowie Eisen kommen sowohl in der kosmischen Strahlung als auch im Sonnensystem recht häufig vor. Der gerade-ungerade-Effekt der Stabilität der Kerne zeigt sich in beiden Verteilungen. Wasserstoff und Helium kommen in der kosmischen Strahlung wesentlich seltener vor. Die leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor, die bei den thermonuklearen Reaktionen in Sternen verbrannt werden, kommen in der kosmischen Strahlung um vier bis fünf Größenordnungen häufiger vor. Ebenso sind die Elemente von Skandium ($Z=21$) bis Mangan ($Z=25$) überproportional vertreten. Das häufigere Vorkommen dieser Elemente erklärt man sich durch Spallation von Kernen der kosmischen Strahlung bei der Diffusion in der Galaxis. Auf dem Weg von ihren Quellen zur

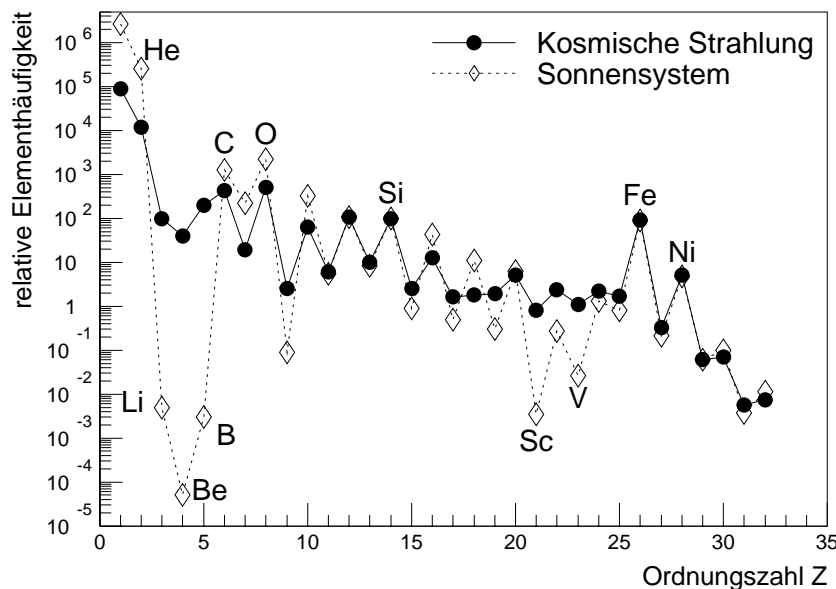


Abbildung 1.2: Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem. Die relativen Häufigkeiten der Elemente sind auf $[Si] = 100$ normiert [Wefel 91].

Erde wechselwirken die Kerne der CNO-Gruppe und der Eisen/Nickelgruppe mit den Protonen des interstellaren Mediums, deren Dichte $\rho_I \approx 1 \text{ H-Atom/cm}^3$ beträgt. Durch die Bildung von Kernfragmenten werden aus der CNO-Gruppe die Elemente Lithium, Beryllium und Bor sowie aus der Eisengruppe die Elemente Skandium, Titan, Vanadium, Chrom und Mangan erzeugt. Die Energie pro Nukleon bleibt bei diesen Prozessen in erster Näherung konstant.

Oberhalb einer Energie von $5 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ ist die Elementzusammensetzung noch weitgehend unbekannt. Ihre Bestimmung ist eines der Hauptziele des Experimentes KASCADE.

1.1.3 Transportmechanismen

Aus der Kenntnis der relativen Häufigkeiten von primären (C, N, O; Fe) zu sekundären (Li, Be, B; Mn, Cr) Kernen und der Spallationsquerschnitte läßt sich ableiten, wieviel Materie die Teilchen der kosmischen Strahlung auf ihrem Weg von ihrer Quelle bis zur Erde durchquert haben [Longair 92]. Man findet hierfür einen Wert von ca. $5 - 10 \text{ g/cm}^2$ bei $R = 10 \text{ GV}$, der mit steigender Energie abnimmt. Aus den Verhältnissen von stabilen zu radioaktiven Isotopen der sekundären Kerne läßt sich zusätzlich ihre Verweildauer bestimmen. Im Energiebereich von einigen GeV beträgt sie etwa $\tau = 1.7 \cdot 10^7 \text{ a}$. Mit der durchquerten Materialdicke führt dies zu einer mittleren Teilchendichte für das durchquerte Medium von ungefähr $2 \cdot 10^5 \text{ m}^{-3}$. Diese ist wesentlich kleiner als diejenige innerhalb der galaktischen Scheibe von ca. 10^6 m^{-3} , die Teilchen müssen sich also einen wesentlichen Teil ihrer Lebensdauer außerhalb der galaktischen Scheibe aufhalten [Garcia 77, Longair 92]. Während ihrer Verweilzeit in der Galaxis legen die Teilchen eine Wegstrecke von etwa 5 Mpc zurück, die einem Vielfachen des Durchmessers der Galaxis⁵ entspricht. Es muß also ein Mechanismus existieren, der die kosmische Strahlung nach ihrer Erzeugung und Beschleunigung in einem definierten Volumen⁶ festhält. Während dieser Ausbreitungsphase wird durch Wechselwirkung mit der interstellaren Materie die beobachtete Zusammensetzung erzeugt.

Die Galaxis umfaßt ein Volumen von $V_G \approx 2 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3$, das von einem Magnetfeld der mittleren Stärke $B \approx 3 \mu\text{G}$ erfüllt ist. Die Orientierung des Magnetfeldes ist jedoch nicht über die ganze Galaxis einheitlich, sondern wechselt auf Skalen von der Größenordnung 3 – 10 pc. Dabei besitzt das Magnetfeld innerhalb der verschiedenen Domänen eine einheitliche Orientierung, die relative Ausrichtung der Felder der einzelnen Domänen zueinander ist jedoch zufällig verteilt. Für ein geladenes Teilchen, das sich durch die Galaxis bewegt, bedeutet dies, daß es auf seinem Weg vielfach zufällig abgelenkt wird. Infolge der Magnetfelder werden die Teilchen lange in der Galaxis festgehalten, ihre Bewegung kann durch Diffusion beschrieben werden. Für die Entkommwahrscheinlichkeit eines Teilchens aus der Galaxis erwartet man eine Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit der Teilchen, die durch Beobachtungen bestätigt wird.

Durch die Verwirbelung in den Magnetfeldern gehen die Informationen über die Richtung der Quelle verloren, und die kosmische Strahlung trifft die Erde isotrop. Die Anisotropie ist für Teilchen mit Energien bis 10^{14} eV kleiner als 0.1%. Mit zunehmender Teilchenenergie vergrößert sich der gyromagnetische Radius⁷ damit wird die Ablenkung geringer und die Teilchen behalten einen Teil ihrer Richtungsinformation. Die Anisotropie sollte also mit zunehmender Energie

⁴ R bezeichnet die magnetische Steifigkeit der Teilchen.

⁵Vereinfachend kann man die Galaxis als Scheibe mit einem Radius $r = 10 - 15 \text{ kpc}$ und einer Dicke $d = 300 - 500 \text{ pc}$ beschreiben.

⁶beispielsweise der Galaxis

⁷Der gyromagnetische Radius beträgt beispielsweise für ein Proton der Energie 10^{15} eV etwa 0.4 pc und ist damit viel kleiner als die Dicke der galaktischen Scheibe.

größer werden, und von 1% bei 10^{17} eV bis auf fast 100% bei Energien von 10^{20} eV steigen [Hillas 84].

Die Bewegung der Teilchen innerhalb der Galaxis wird üblicherweise durch eine Diffusions-Verlust-Gleichung beschrieben [Ginzburg 64]. Neben einem Quellterm gehen in diese Gleichung Terme zur Beschreibung der Diffusion, der Konvektion, des Teilchenverlustes durch Wechselwirkung und Zerfall sowie der Erzeugung von Sekundärteilchen ein. Die Lösung dieser Gleichung stellt ein komplexes Problem dar, weshalb oftmals ein vereinfachtes phänomenologisches Modell, das „Leaky-Box-Modell“ Verwendung findet. Dieses beschreibt die Ausbreitung der Teilchen und ihr energieabhängiges Verbleiben in einem definierten Volumen, wie dem der Galaxis. Es geht von der Annahme aus, daß sich die Teilchen frei innerhalb eines Volumens bewegen und an seinem Rand reflektiert werden. Die Entkommwahrscheinlichkeit aus dem Volumen ist zeitunabhängig, sie hängt nur von der Teilchenenergie ab. Dieses Modell führt zu einer Abschätzung für die Entkommwahrscheinlichkeit, oder damit gleichbedeutend, einer Weglänge λ_{esc} , die ein Teilchen bis zum Verlassen des Volumens zurücklegt. Für diese gilt

$$\lambda_{esc} \approx \begin{cases} 11 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} & ; \quad R < 4 \text{ GV} \\ 11 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \left(\frac{4}{R}\right)^\delta & ; \quad R \geq 4 \text{ GV} \end{cases} \quad \text{mit } \delta = 0.6 \quad (1.3)$$

als Funktion der magnetischen Steifigkeit R der Teilchen [Gupta 89, Gaisser 92].

Die mittlere freie Weglänge für relativistische Protonen beträgt $\lambda_p \approx 55 \text{ g/cm}^2$ und ist größer als λ_{esc} . Das Modell ergibt für das beobachtete Protonenspektrum⁸ für $E > 4 \text{ GeV}$

$$N_p(E) \propto Q_p(E) E^{-\delta} \quad . \quad (1.4)$$

Der beobachtete Protonenfluß verhält sich wie $E^{-\gamma}$ mit $\gamma \approx 2.7$. Für den Quellfluß Q_p gilt demnach

$$Q_p(E) \propto E^{-\gamma+\delta} \approx E^{-2.1} \quad . \quad (1.5)$$

Für das andere Extrem, den Fluß von Eisenkernen ist dagegen $\lambda_{Fe} \approx 2.6 \text{ g/cm}^2 < \lambda_{esc}$ und man erwartet

$$N_{Fe}(E) \propto Q_{Fe}(E) \propto E^{-\gamma_{Fe}} \quad (1.6)$$

in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert $\gamma_{Fe} \approx 2$. Die Quellspektren weisen also unabhängig von der Masse der Teilchen einen Spektralindex $\gamma_Q \approx 2$ auf. Diese einfache Abschätzung zeigt, daß man für die verschiedenen Kerne in Abhängigkeit von ihrer Masse unterschiedliche Spektralindizes erwartet, selbst wenn diese durch die gleichen physikalischen Prozesse beschleunigt werden. Vergleiche von solchen Modellrechnungen mit Messungen zeigen gute Übereinstimmung in den Spektralindizes für verschiedene Massengruppen [Müller 91]. Die wachsende Entkommwahrscheinlichkeit mit zunehmender Energie pro Nukleon und die unterschiedlichen Spektralindizes für verschiedene Primärteilchentypen werden als mögliche Erklärungen für eine etwaige Änderung der Zusammensetzung im Bereich des Knies gedeutet.

1.1.4 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

Als aussichtsreichste Kandidaten für die Quellen der kosmischen Strahlung werden Supernovaexplosionen betrachtet, da die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung ungefähr mit

⁸ N_i und Q_i sind in der Energie differentielle Größen.

der Zusammensetzung von Supernovavorläufersternen übereinstimmt. Nachfolgende Abschätzung der Energiebilanz unterstreicht diese Hypothese. Ausgehend von der Energiedichte der kosmischen Strahlung ρ_E , dem Volumen der Galaxis V_G und der mittleren Verweilzeit τ in der Galaxis ergibt sich die Luminosität der kosmischen Strahlung zu

$$L_{CR} = \frac{\rho_E V_G}{\tau} \approx 10^{41} \text{ erg/s} \quad . \quad (1.7)$$

Bei einem typischen Supernovaüberrest⁹ ergeben Messungen im Radiobereich für die Energie der beschleunigten Elektronen Werte um 10^{47} erg/s. Unter Verwendung des in der kosmischen Strahlung gemessenen Verhältnisses $e/p \approx 1$ % ergibt sich für die kinetische Energie der beschleunigten Protonen ein Wert von ungefähr 10^{49} erg/s. Bei Berücksichtigung einer mittleren Supernovarate in der Galaxis von $\approx 1/(30 \text{ a})$ erhält man eine Luminosität $L_{SN} \approx 10^{40}$ erg/s in Übereinstimmung mit L_{CR} [Ginzburg 64].

Aufgrund der Energiebilanz sind Supernovaexplosionen also aussichtsreiche Kandidaten für die Quellen der kosmischen Strahlung. Für den Mechanismus der Beschleunigung von Teilchen durch diese Objekte existieren konkrete Modelle. Die zur Zeit favorisierte Theorie ist die Beschleunigung durch Stoßwellen nach Supernovaexplosionen. Die Beschleunigung wird durch starke Stoßfronten erreicht, bei denen zwei Gebiete mit starken Magnetfeldern aufeinander zulaufen. Hierbei wird für ein nahezu relativistisches Teilchen, das die Stoßfront überquert, im Mittel ein Energiezuwachs von $\Delta E/E \propto (V/c)$ erreicht, wobei V die Relativgeschwindigkeit der beiden Gebiete vor und hinter der Stoßfront ist. Man spricht von Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung¹⁰ [Axford 77, Blandford 78, Bell 78, Krymsky 77]. Für jedes Teilchen, das die Schockfront passiert, gibt es eine Wahrscheinlichkeit $1 - P_{esc}$, erneut einen Beschleunigungszyklus zu durchlaufen. Die Wahrscheinlichkeit P_{esc} und der Energiegewinn $\eta = \Delta E/E$ pro Zyklus sind energieunabhängig. Der Mechanismus erzeugt für den differentiellen Fluß der Teilchen ein Potenzgesetz $N_Q \propto E^{-\alpha}$. Unter plausiblen Annahmen für die Schockfronten und das interstellare Medium erhält man $\alpha = 1 + P_{esc}/\eta \approx 2.1$. Der Wert von α steht dabei in guter Übereinstimmung mit den aus den Messungen abgeleiteten Ergebnissen (siehe Gleichungen 1.5 und 1.6). Die Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung ist also in der Lage, das beobachtete Energiespektrum qualitativ und quantitativ wiederzugeben.

Die Beschleunigung in den Stoßfronten ist nur eine bestimmte Zeit effektiv, sie ist durch die Lebensdauer der Schockfront ($T \approx 10^5 \text{ a}$) begrenzt. Dies führt zu einer Abschätzung der maximal erreichbaren Energie pro Nukleon $E_{max} \approx 100 \cdot Z/A \text{ TeV/n}$ [Lagage 83], für Kerne mit der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A . Der Mechanismus ist also in der Lage, Teilchen auf Energien bis in die Knie-Region zu beschleunigen. Ein Problem stellt jedoch die Tatsache dar, daß bereits relativistische Teilchen in den Beschleuniger injiziert werden müssen. Teilchen mit größerer Kernladungszahl Z werden auf höhere Energien beschleunigt. Der Anteil der schweren Elemente sollte demzufolge mit zunehmender Energie wachsen. Dieser Effekt ergibt sich ebenfalls durch die diskutierten Transportmechanismen.

Neben den Supernovaexplosionen werden weitere Objekte als Quellen für die kosmische Strahlung diskutiert. So z.B. schnell rotierende Neutronensterne (Pulsare), deren Magnetfelder an der Oberfläche Feldstärken von $B \approx 10^{12} \text{ G}$ erreichen. Typische Rotationsperioden betragen

⁹wie z.B. dem Krebs-Nebel

¹⁰Im Gegensatz zur Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung, bei der sich die Energie pro Stoß im Mittel um $\Delta E/E \propto (V/c)^2$ erhöht. Die Effizienz dieses, ursprünglich von Fermi [Fermi 49] vorgeschlagenen Prozesses reicht jedoch nicht aus, um das Teilchenspektrum der kosmischen Strahlung zu erzeugen.

$P \approx 10$ ms. Diese wären in der Lage, Teilchen mit einer Gesamtluminosität der Größenordnung

$$L_P \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ erg/s} \left(\frac{P}{10 \text{ ms}} \right)^4 \quad (1.8)$$

zu beschleunigen. Nur eine geringe Zahl von 10 bis 100 solcher Objekte würde also ausreichen, um den Energiebedarf der kosmischen Strahlung zu decken. Für die bei der Beschleunigung erreichbare Maximalenergie gilt $E_{max} \propto Bc$, die höchsten Energien von 10^{20} eV wären damit erreichbar.

Zur Erzeugung von Energien oberhalb des Knies gibt es derzeit weitere Ansätze¹¹. Als beste Erklärung dient ein Modell, bei dem eine Supernovaexplosion in den Wind des Vorgängerobjektes erfolgt [Biermann 94]. Kurz andauernde Stoßfronten in hohen Magnetfeldern, wie sie beispielsweise bei Presupernovaausbrüchen auftreten können, wären in der Lage, Teilchen bis zu einer Energie von 10^{16} eV zu beschleunigen. Ein Modell, bei dem sich langlebige Stoßfronten in schwachen Magnetfeldern (galaktische Winde) ausbreiten, sagt Energien bis zu $3 \cdot 10^{17}$ eV voraus. Als weitere Möglichkeit wird der Einfall von Materie in kompakte Objekte wie z.B. Röntgendoppelsterne diskutiert, die im Röntgenbereich eine Luminosität von $L_X \approx 10^{38}$ erg/s erzeugen können. Mit diesen könnten Maximalenergien von 10^{16} eV erreicht werden. Die angenommene Luminosität der kosmischen Strahlung würde mit nur 500 dieser Objekte produziert werden können. Zur Beschleunigung auf Energien oberhalb von 10^{18} eV werden neben der Akkretion von Materie auf Objekte mit Massen in der Größenordnung von Galaxienmassen¹² Radiogalaxien als Möglichkeit diskutiert. Als weiterer Ansatz wird der Zerfall kosmologischer Strings oder topologischer Defekte vorgeschlagen [Sigl 94].

1.2 Ausgedehnte Luftschauer

Die Teilchen der kosmischen Strahlung wechselwirken beim Eintritt in die Atmosphäre mit den Kernen der Luftmoleküle. Dabei entsteht eine große Zahl von Sekundärteilchen, hauptsächlich Mesonen (π, K, η, \dots), aber auch Baryonen ($p, n, \bar{p}, \bar{n}, \Lambda, \Delta, \dots$) und Leptonen. Aufgrund der hohen Energien werden neben den Grundzuständen auch viele angeregte Zustände gebildet. Der Großteil der Sekundärteilchen sind Pionen, die sich zu etwa gleichen Anteilen auf π^0, π^+ und π^- verteilen und die Schauerentwicklung wesentlich beeinflussen. Baryonen und Kaonen stellen nur einige Prozent der Sekundärteilchen. Die mittlere freie Weglänge der Teilchen ist durch ihren Wirkungsquerschnitt und die Dichte der Atmosphäre gegeben. Die entstehenden Sekundärteilchen wechselwirken wiederum mit den Luftmolekülen, und es kommt zur Ausbildung einer Kaskade, einem „ausgedehnten Luftschauer“.

Das Schicksal der Sekundärteilchen im Schauer hängt vom Verhältnis der Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen zu ihrer Lebensdauer ab, wobei typische Lorentzfaktoren von $\gamma \approx 10^4 - 10^5$ zu berücksichtigen sind. Die Teilchen bewegen sich entlang der Schauerachse in einer leicht gewölbten Scheibe nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre. Die Scheibe hat im Zentrum eine Dicke von etwa 1 m. Aufgrund der Zeitverzögerung von vielfach gestreuten Teilchen nimmt ihre Dicke nach außen hin zu. Die Schauerentwicklung ist in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt. Bei jeder hadronischen Wechselwirkung wird den Teilchen unabhängig von ihrer Energie im Mittel ein Transversalimpuls von etwa 400 MeV/c übertragen. Dies führt dazu, daß die sekundären Hadronen ein sehr enges Teilchenbündel in Vorwärtsrichtung bilden.

¹¹Zusammenstellungen findet man in [Longair 92, Gaisser 92, Battistoni 96].

¹²wie z.B. aktive Galaxienkerne (AGN)

Die Atmosphäre ist etwa 1000 g/cm^2 oder 11 hadronische Wechselwirkungslängen dick. Primärteilchen mit Energien $E_0 < 50 \text{ TeV}$ werden fast vollständig in der Atmosphäre absorbiert und nur einzelne Myonen erreichen den Erdboden, für höhere Energien erreichen auch Teile des Luftschauers Meeresniveau. Aufgrund der geringen Dichten in den oberen Luftschichten kommt es zu starken Fluktuationen der Höhe der ersten Wechselwirkung. Diese führen zusammen mit den Fluktuationen bei den unterschiedlichen Wechselwirkungen zu Schwankungen der Teilchenzahl am Erdboden. Die Tiefe des Schauermaximums wächst etwa logarithmisch mit der Energie. Das Maximum liegt für ein senkrecht einfallendes Teilchen der Energie $E_0 = 10^{15} \text{ eV}$ in einer Höhe von etwa 5000 m und erreicht bei $E_0 = 10^{20} \text{ eV}$ Meeresniveau.

Die bei einer hadronischen Wechselwirkung entstehenden geladenen Mesonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung und haben deshalb im Vergleich zu den neutralen relativ lange Lebensdauern. Für sie konkurriert der Teilchenzerfall mit der hadronischen Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist neben der Teilchenenergie durch die Dichte des durchquerten Mediums gegeben, d.h. in den oberen Atmosphärenschichten zerfallen die Mesonen eher, während sie in tieferen Schichten mit größerer Wahrscheinlichkeit hadronisch wechselwirken.

Die bei der hadronischen Wechselwirkung der Mesonen entstehenden Kernbruchstücke, Neutronen und Protonen bilden zusammen mit den Mesonen die **hadronische Komponente** eines Luftschauers. Die Sekundärteilchen wechselwirken wieder hadronisch, und die Zahl der Hadronen wächst mit der atmosphärischen Tiefe bis sie ein Maximum erreicht, um dann exponentiell abzu-

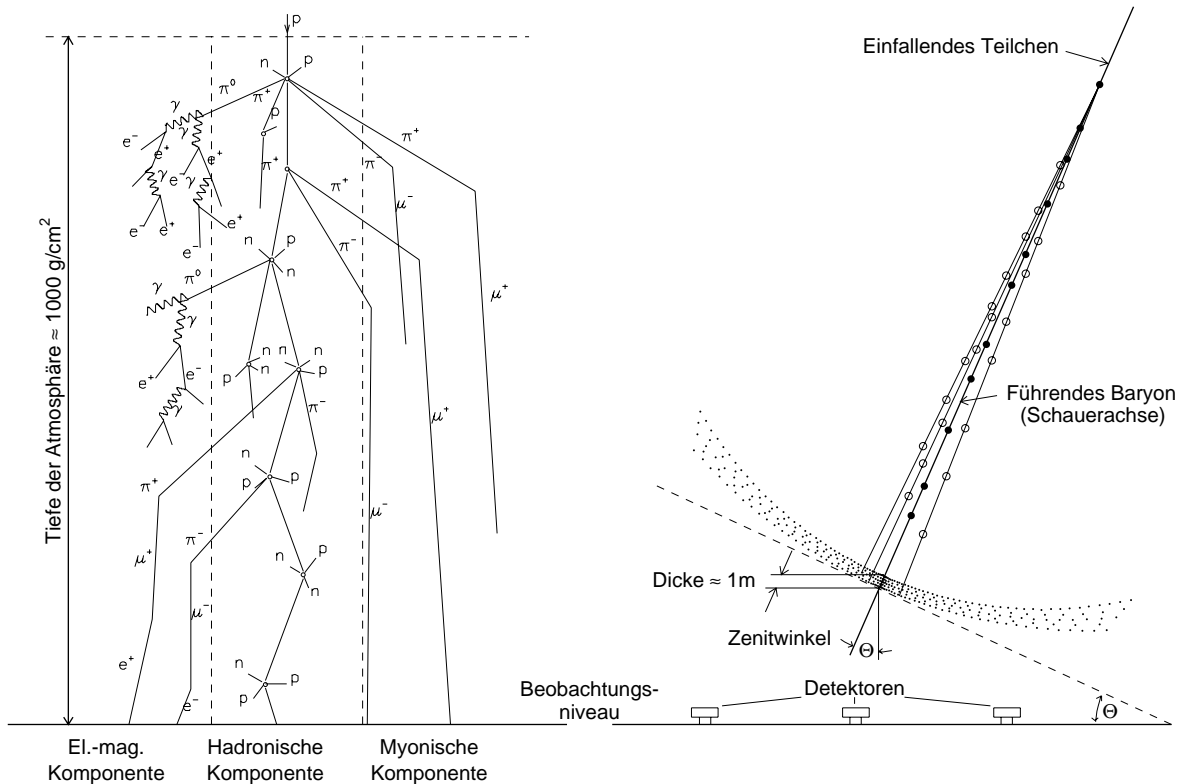


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers. Die durch Wechselwirkung mit den Kernen der Luft entstehenden Sekundärteilchen werden in drei Gruppen unterteilt, die hadronische, die myonische und die elektromagnetische Schauerkomponente. Die Teilchen breiten sich in einer gewölbten Scheibe entlang der Schauerachse nahezu mit Lichtgeschwindigkeit aus.

fallen. Die hochenergetischen Hadronen bleiben im Kern des Schauers konzentriert ($r < 20$ m), während sich niederenergetische Hadronen, insbesondere Neutronen, weiter vom Zentrum entfernen können. Die hadronische Komponente liefert durch Zerfall der ungeladenen und geladenen Mesonen die elektromagnetische und myonische Komponente ständig nach.

Ein Teil der geladenen Mesonen zerfällt jedoch bevor er hadronisch wechselwirken kann. Geladene Pionen zerfallen direkt, geladene Kaonen entweder ebenfalls direkt oder über Pionen in Myonen und Neutrinos¹³

$$\left. \begin{array}{l} \pi^\pm \\ K^\pm \end{array} \right\} \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad \begin{array}{l} (\tau_0 = 2.60 \cdot 10^{-8} \text{ s}) \\ (\tau_0 = 1.24 \cdot 10^{-8} \text{ s}) \end{array} \quad (1.9)$$

Aufgrund ihrer großen kritischen Energie in Luft $E_{krit}^\mu = 3.6$ TeV verlieren die Myonen ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisationsprozesse und haben damit eine sehr große Reichweite¹⁴. Myonen aus großen Höhen können somit den Erdboden erreichen, die zu einer breiten Lateralverteilung ($r \approx 500$ m) der **myonischen Komponente** führen. Die Anzahl der Myonen spiegelt die in der Atmosphäre deponierte Energie wieder und dient somit als kalorimetrische Meßgröße für die Energie des schauerinduzierenden Primärteilchens. Bei niedrigen Energien von einigen GeV zerfällt ein Teil der Myonen in Elektronen und Neutrinos

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (\tau_0 = 2.20 \cdot 10^{-6} \text{ s}) \quad (1.10)$$

und trägt so zur elektromagnetischen Komponente bei. Im Mittel erreichen etwa 50 % der produzierten Myonen die Erdoberfläche.

Bei einer hadronischen Wechselwirkung sind im Mittel 1/3 aller entstehenden Pionen neutral. Diese zerfallen elektromagnetisch sehr schnell gemäß

$$\pi^0 \rightarrow \begin{cases} \gamma + \gamma & (98.8 \%) \\ e^+ + e^- + \gamma & (1.2 \%) \end{cases} \quad (\tau_0 = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}) \quad , \quad (1.11)$$

ohne vorher wechselwirken zu können. Die entstehenden Photonen und Elektron–Positron–Paare wandeln sich wechselseitig durch Paarbildung und Bremsstrahlung ineinander um und bilden die **elektromagnetische Komponente** des Luftschauers. Es kommt zu einer starken Vervielfachung der Teilchen, die solange fortgesetzt wird, bis die mittlere Energie der Elektronen unter die kritische Energie in Luft $E_{krit}^e = 81$ MeV absinkt. Unterhalb dieser Energie dominieren die Energieverluste durch Ionisation und die Zahl der Elektronen im Schauer geht wieder zurück. Die elektromagnetische Komponente liefert am Erdboden die größten Teilchenzahlen. Die Lateralverteilungen haben typische Ausdehnungen von einigen 100 m. Unter Zugrundelegung der drei Prozesse Paarerzeugung, Bremsstrahlung und Ionisation läßt sich die Zahl der Elektronen N_e in einem photoninduzierten Luftschauer als Funktion der Primärenergie E_0 und der durchquerten Materie x in Strahlungslängen analytisch beschreiben [Snyder 49, Hillas 82]. Die Lösung eines komplexen Systemes von Diffusionsgleichungen führt zu dem Ergebnis

$$N_e(E_0, x) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} e^{t(1-\frac{3}{2}\ln s)} \quad (1.12)$$

Hierbei sind $\beta_0 = \ln(E_0/E_{krit}^e)$, $t = x/x_0$ und $s = 3t/(t + 2\beta_0)$. Der Parameter s wird als Schaueralter bezeichnet. Sein Wert wächst mit zunehmender Eindringtiefe und beträgt 1 im

¹³Alle aufgeführten Lebensdauern nach [Barnett 96].

¹⁴Der Energieverlust minimalionisierender Teilchen in Luft beträgt nur 1.8 MeV/(g/cm²).

Schauermaximum. Die Lateralverteilung der Elektronen in einem Schauer kann ebenfalls analytisch angegeben werden [Greisen 56, Kamata 58]

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} \frac{(4.5 - s)}{(s)(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (1.13)$$

Die Parametrisierung wird nach den Autoren Nishimura, Kamata und Greisen als „NKG-Formel“ bezeichnet. Hierbei ist r_m der Molière-Radius der Elektronen in Luft, der am Erdboden etwa 80 m beträgt. Die Gleichungen 1.12 und 1.13 sind für photoninduzierte Schauer hergeleitet und gelten für hadroninduzierte Schauer nur näherungsweise.

Neben den diskutierten und für KASCADE relevanten drei Schauerkomponenten entstehen in einem Luftschauer große Zahlen von Neutrinos und Čerenkov-Photonen, auf die an dieser Stelle aber nicht weiter eingegangen wird.

Bei einem Schauer der Energie 10^{15} eV beispielsweise werden ≈ 80 % der Energie in der Atmosphäre absorbiert. Am Erdboden verteilt sich die verbleibende Energie zu ≈ 10 % auf die myonische, zu ≈ 2.5 % auf die elektromagnetische und zu ≈ 1.5 % auf die hadronische Komponente. Etwa $5 \cdot 10^5$ Photonen, 10^5 Elektronen und Positronen, 10^4 Myonen sowie 10^3 Hadronen erreichen Meeresniveau und können in geeigneten Detektoren nachgewiesen werden.

Der Typ des Primärteilchens wirkt sich auf die Schauerentwicklung in der Atmosphäre aus, woraus sich eine Abhängigkeit der Werte der am Erdboden meßbaren Observablen von der Primärteilchenmasse ergibt. Schwere Kerne haben einen größeren inelastischen Wirkungsquerschnitt, ihre erste Wechselwirkung erfolgt daher im Mittel höher in der Atmosphäre. Schwere Kerne können als Überlagerung von A Nukleonen angesehen werden. Ein von ihnen induzierter Luftschauer kann daher als Superposition von A Protonschauern der Energie E_0/A beschrieben werden. Die Tiefe des Maximums der Schauerentwicklung in der Atmosphäre steigt näherungsweise logarithmisch mit der Primärenergie an, es liegt also bei primären schweren Kernen im Mittel höher als bei Protonen. Man erwartet demzufolge für schwere Kerne eine geringere Zahl von Elektronen und Hadronen auf dem Beobachtungsniveau. Da die Mesonen in großen Höhen eher zerfallen, erwartet man gleichzeitig eine Erhöhung der Myonzahl. Die Überlagerung mehrerer Subschauer führt zu einer Reduktion der Fluktuationen, so daß die Meßgrößen für schwere Kerne im Vergleich zu Protonen weniger stark fluktuieren. Gleichzeitig ändern sich durch die Superposition der Subschauer die Lateralverteilungen der einzelnen Schauerkomponenten.

Fluktuationen in der Schauerentwicklung führen bei gleicher Primärenergie und gleichem Primärteilchentyp zu Fluktuationen der Meßgrößen. Da dabei auch die Aufteilung der Energie auf die drei Schauerkomponenten variiert, ist es zur Verminderung von Unsicherheiten in der Messung notwendig, alle drei Schauerkomponenten gleichzeitig zu messen.

1.3 Die hadronische Wechselwirkung

Bei der indirekten Beobachtung der kosmischen Strahlung durch Messung von Sekundärteilchen am Erdboden stützt man sich auf Modelle der Luftschauerentwicklung, die die beobachtbaren Größen als Funktion der Energie und Masse des primären Teilchens beschreiben. Aufgrund ihrer Komplexität existiert keine analytische Beschreibung der Schauerentwicklung, man verwendet statt dessen numerische Simulationen auf der Basis der Monte-Carlo-Methode. Diese Simulationsrechnungen beinhalten die bekannten Wechselwirkungen der Elementarteilchen und versuchen jeden Schritt der Kaskadenentwicklung in der Atmosphäre detailliert zu beschreiben.

Der Transport der Teilchen durch die Atmosphäre, ihr Energieverlust durch Ionisation, die Vielfachstreuung und elektromagnetische Reaktionen werden mittels der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, der Quantenelektrodynamik (QED), beschrieben. Die zugrundeliegenden Prozesse sind bis zu höchsten Energien berechenbar und erlauben daher eine präzise Behandlung dieser Mechanismen. Da die meisten Zerfallsmoden instabiler Teilchen und die Kinematik der Zerfallsprodukte bekannt sind, läßt sich der Teilchenzerfall ebenfalls gut modellieren.

Bei der Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung bestehen jedoch große Unsicherheiten. Die hadronischen Wirkungsquerschnitte und die Teilchenproduktion in hadronischen Reaktionen können bei niedrigen Energien an Beschleunigern gemessen werden. Umfangreiche Untersuchungen wurden z.B. am CERN/Genf bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 900$ GeV, entsprechend $E_{lab} = 4 \cdot 10^5$ GeV, durchgeführt. Die zur Zeit höchsten Energien für $p\bar{p}$ -Reaktionen werden am Fermilab/Chicago erreicht und betragen $\sqrt{s} = 1800$ GeV, dies entspricht $E_{lab} = 1.7 \cdot 10^6$ GeV. In der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), spielt die Kopplungskonstante α_s eine entscheidende Rolle. Die Größe und Energieabhängigkeit dieser Konstanten gestattet die Anwendung von störungstheoretischen Methoden nur bei sehr hohen Impulsüberträgen. Aus diesem Grunde erlaubt die QCD keine Extrapolation der Ergebnisse von Beschleunigerexperimenten in unbekannte Kinematikbereiche bei kleinen Impulsüberträgen. Ein Großteil der Wechselwirkungen in Luftschauern gehören jedoch zu dieser Klasse, und man muß sich mit phänomenologischen Erweiterungen der Theorie behelfen. Zusätzlich ist bei hohen Energien unbekannt, ob es neue physikalische Effekte gibt, d.h. neue Reaktionskanäle hinzukommen, oder ob bislang unbekannte Teilchen produziert werden. Die Modellierung der hadronischen Wechselwirkung wird damit zum zentralen Element einer verlässlichen Luftschauersimulation.

1.3.1 Allgemeines

Aus den Ergebnissen zahlreicher Streuexperimente an Beschleunigern mit unterschiedlichen Projektilen und Targetkernen hat sich in den letzten drei Dekaden ein Bild der hadronischen Wechselwirkung geformt, das im folgenden skizziert wird [Knapp 97]¹⁵. Die unterschiedlichen Reaktionstypen werden anhand ihrer Endzustände klassifiziert. Man unterscheidet dabei elastische Reaktionen, bei denen die Energie der Teilchen im Schwerpunktsystem erhalten bleibt, und inelastische Reaktionen, bei denen die vorhandene Energie zum großen Teil zur Produktion von Sekundärteilchen benutzt wird.

Die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung zeigen ein Verhalten, das große Ähnlichkeit mit Beugungsmustern in der Optik aufweist. Sie werden deshalb als diffraktiv bezeichnet. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte aller möglichen Reaktionen, ist jedoch über diesen Ansatz nur schwer meßbar. Über das optische Theorem ist er mit dem Imaginärteil der elastischen Streuamplitude f in Vorwärtsrichtung verknüpft $\sigma_{tot} \propto \Im(f)$. Die elastische Streuamplitude f ist die Fourier-Transformierte der Profildfunktion $F(s, b)$. Diese beschreibt die hadronische Opazität oder die räumliche Verteilung der Materie im streuenden Teilchen als Funktion des Stoßparameters b und dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s .¹⁶

Die inelastischen Prozesse werden weiter in diffraktive und nicht-diffraktive Reaktionen unterteilt. Der Begriff diffraktiv ergibt sich aus der Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes,

¹⁵Und dort angegebene Referenzen.

¹⁶Für $\sqrt{s} = 53$ GeV zeigt die Profildfunktion des Protons einen annähernd gaußförmigen Verlauf in b , deren Maximalwert ca. 70% des Wertes einer schwarzen Scheibe erreicht. Bei dieser Energie entspricht das Proton also einer grauen Scheibe mit etwa gaußförmigem Opazitätsverlauf.

der dem Beugungsmuster einer schwarzen Scheibe gleicht. Diese Gemeinsamkeit mit der elastischen Streuung deutet auf eine enge Verwandtschaft von diffraktiver, inelastischer und elastischer Streuung hin. Experimentell klassifiziert man Ereignisse als diffraktiv, wenn man eine bzw. zwei Gruppen von jeweils wenigen Teilchen findet, die eng um eine durch die Impulserhaltung festgelegten Achse gebündelt sind. In Beschleunigerexperimenten sind diffraktive Ereignisse nur schwer zu untersuchen, da sie nur wenige Sekundärteilchen nahe der Strahlachse erzeugen. Für die Berechnung von Luftschauern spielt die Diffraktion eine wichtige Rolle, da nur wenige, sehr energiereiche Sekundärteilchen entstehen. Bei nicht-diffraktiven Reaktionen werden Projektil und Target aufgebrochen, und die ganze Schwerpunktsenergie steht zur Produktion von zahlreichen Sekundärteilchen zur Verfügung. Diese Klasse von Ereignissen wird an Beschleunigern meistens untersucht.

Die Abhängigkeit des inelastischen Wirkungsquerschnittes von der Energie ist für die Luftschauersimulation von besonderer Bedeutung. Oberhalb des Resonanzgebietes von einigen GeV fällt der Wirkungsquerschnitt zunächst ab und erreicht bei ca. 200 GeV ein Minimum, anschließend steigt er mit zunehmender Energie gemäß $\sigma_{tot} = a \ln^2 s + b \ln s + c$ an. Dieser Anstieg wird durch die innere Struktur der Hadronen erklärt. Die Zahl der Partonen, also Quarks und Gluonen, die durch Parton-Parton-Reaktionen zum Wirkungsquerschnitt beitragen, wächst mit zunehmender Energie. Das Proton nähert sich dadurch bei hohen Energien dem Grenzfall einer schwarzen Scheibe.

Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen steigt bei inelastischen Reaktionen mit der Schwerpunktsenergie nur langsam an, man verwendet üblicherweise die Parametrisierung $\langle n_{ch} \rangle = -7 + 7.2 s^{0.127}$. Die Sekundärteilchen werden im Schwerpunktsystem vorzugsweise unter kleinen Winkeln zur Strahlachse erzeugt. Die Verteilung der Transversalimpulse p_{\perp} der Sekundärteilchen fällt steil ab und ändert sich kaum mit der Energie. „Weiche Stöße“, die nur Sekundärteilchen mit kleinen Transversalimpulsen erzeugen, dominieren das Spektrum. Die Verteilung der Transversalimpulse kann gut durch den empirischen Ansatz

$$\frac{dN}{dp_{\perp}^2} \propto \left(\frac{p_{\perp}^0}{p_{\perp}^0 + p_{\perp}} \right)^n \quad (1.14)$$

mit den freien Parametern p_{\perp}^0 und n beschrieben werden. Der mittlere Transversalimpuls steigt langsam mit der Energie an und erreicht bei $\sqrt{s} = 540$ GeV den Wert $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0.4$ GeV/c.

Der Anteil der Energie des Projektils, der auf die Sekundärteilchen übertragen wird, die Inelastizität, spielt bei der Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen eine wesentliche Rolle. Bei inelastischen Reaktionen trägt der Projektilrest in den meisten Fällen den größten Anteil der Gesamtenergie, er wird deshalb als führendes Teilchen bezeichnet. Experimentell ist der Projektilrest jedoch nicht eindeutig identifizierbar, und man definiert die Inelastizität als den Teil der Energie aller Sekundärteilchen ohne das höchstenergetische Teilchen. Die Abhängigkeit der Inelastizität von der Energie läßt sich aus dem Verhalten der Nukleon-Nukleon-Querschnitte ableiten. Aufgrund des ansteigenden $p\bar{p}$ -Querschnittes mit der Energie steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein führendes Teilchen ein zweites mal mit einem anderen Nukleon im Kern wechselwirkt und so einen weiteren Teil seiner Energie abgibt. Man erwartet also einen Anstieg der Inelastizität mit der Energie.

Mit zunehmender Reaktionsenergie werden harte Prozesse wichtig die zur Erzeugung räumlich kollimierter Teilchenbündel (Jets) führen. Die dabei auftretenden hohen Energie- und Impulsüberträge erlauben eine störungstheoretische Behandlung der Jetproduktion im Rahmen der QCD. Zwischen den harten und den weichen Prozessen, die im Rahmen der QCD nicht mehr störungstheoretisch behandelbar sind, liegen die semiharten Prozesse, die Minijets mit Energien

von einigen GeV produzieren. Die Ergebnisse von Beschleunigerexperimenten zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt für die Jetproduktion oberhalb einer Energie von $\sqrt{s} = 200$ GeV schneller als der totale Wirkungsquerschnitt ansteigt.

Die Impulsverteilungen der Partonen werden mit der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung vermessen. So wurde zum Beispiel bei HERA¹⁷ die Strukturfunktion des Protons und die Gluondichte im Proton bis zu sehr kleinen Impulsanteilen x bei verschiedenen Impulsüberträgen Q^2 gemessen [Ahmed 95, Aid 95, Derrick 95]. Man findet einen Anstieg für sehr kleine x , der durch die masselosen Gluonen erzeugt wird, d.h. die Zahl der Partonen im Nukleon, die an einer Wechselwirkung teilnehmen, steigt an. Die Impulsverteilungen der Quarks und Gluonen innerhalb der Nukleonen gewinnen deshalb bei hohen Teilchenenergien, wie sie in der kosmischen Strahlung vorkommen, zunehmend an Bedeutung. Hierdurch läßt sich der Anstieg des Wirkungsquerschnittes erklären. Bei den reinen Minijetmodellen, wie z.B. SIBYLL, wird der Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes durch harte Prozesse erklärt, wohingegen der Anteil der weichen Reaktionen konstant bleibt.

An Beschleunigern können Nukleon–Nukleon–Stöße bei höheren Energien untersucht werden als Hadron–Kern– und Kern–Kern–Stöße. Es wird daher bei der Simulation von Luftschauern meist versucht letztere auf Nukleon–Nukleon–Stöße zu reduzieren. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Reaktionen stützt man sich im Rahmen des Glauber–Formalismus [Glauber 70] auf geometrische Überlegungen. Ein Kern wird als Ansammlung unabhängiger Nukleonen betrachtet, und man berechnet die Reaktionswahrscheinlichkeit eines jeden Projektilnukleons mit jedem Targetnukleon als Funktion ihrer Stoßparameter. Wesentliche Parameter des Glauber–Formalismus sind die Nukleon–Nukleon–Querschnitte und die Verteilung der Nukleonen in den Kernen. Experimentelle Daten werden im allgemeinen gut durch diesen Formalismus beschrieben. Der Glauber–Formalismus findet in den meisten Modellen Verwendung.

Eine weitere Möglichkeit ist die Behandlung von Kern–Kern–Stöße mittels des Superpositionsprinzips. Da bei hohen Energien die Bindungsenergien der Nukleonen vernachlässigt werden können, wird in diesem Modell ein Kern als Überlagerung von A unabhängigen Nukleonen betrachtet. Ein resultierender Schauer eines Kernes A mit der Energie E_0 wird als Superposition von A Nukleonschauern der Energie $E = E_0/A$ beschrieben.

Hadronische Reaktionen mit kleinem Impulsübertrag (weiche Reaktionen) spielen in der kosmischen Strahlung eine wesentliche Rolle. Wie bereits erwähnt können diese Prozesse im Rahmen der QCD nicht berechnet werden, zu ihrer Beschreibung dienen deshalb oftmals phänomenologische Modelle auf der Basis der Gribov–Regge–Theorie der Hadron–Hadron– und Kern–Kern–Streuung im Grenzfall sehr hoher Energien. Diese ist eine relativistische Feldtheorie und zumindest mit der QCD verträglich. In dieser Theorie werden zwei hypothetische Austauscheteilchen eingeführt, das Reggeon und das Pomeron. Das Reggeon weist Quantenzahlen von Hadronen auf, im Gegensatz dazu trägt das Pomeron weder Farbe, noch Ladung, noch Drehimpuls, besitzt also die Quantenzahl des Vakuums. Mit Hilfe dieser Austauscheteilchen kann der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie erklärt werden. Bei niederen Energien bis zu $\sqrt{s} \approx 200$ GeV führt der Reggeonaustausch zu einer Abnahme des Wirkungsquerschnittes, in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten. Der Pomeron austausch dagegen führt zu einem Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei hohen Energien. Der Beitrag des Pomeron–Austausches zum totalen Wirkungsquerschnitt steigt mit zunehmender Energie an, bei $E = 400$ GeV beträgt sein Beitrag zur p – \bar{p} –Streuung bereits über 95%. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich durch einen

¹⁷Hadron–Elektron–Ring–Anlage (DESY/Hamburg)

Pomeron- und einen Reggeonterm mittels des Ansatzes

$$\sigma_{tot} = X s^\epsilon + Y s^{-\eta} \quad (1.15)$$

beschreiben. Hierbei sind $\epsilon = 0.0808$ und $\eta = 0.4525$ universelle Konstanten, X und Y unterscheiden sich für unterschiedliche Reaktionen. Im Unterschied zu reinen Minijetmodellen wird bei den Gribov-Regge-Modellen, wie z.B. VENUS oder QGSJET, der Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes mit der Energie zum Teil durch die weichen Prozesse verursacht.

1.3.2 Modellierung der hadronischen Wechselwirkung

Zur Modellierung ausgedehnter Luftschauer wurde das Simulationsprogramm CORSIKA entwickelt [Capdevielle 92, Knapp 93]. Zur Untersuchung der systematischen Abhängigkeiten der Schauerentwicklung von unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungsmodellen wurden in CORSIKA die Modelle HDPM¹⁸, DPMJET¹⁹ [Ranft 95], VENUS²⁰ [Werner 93], QGSJET²¹ [Kalmykov 95] und SIBYLL [Fletcher 94] implementiert [Knapp 97]. Niederenergetische hadronische Wechselwirkungen im Bereich der Resonanzen in den Wirkungsquerschnitten (einige GeV) werden mit dem Programm GHEISHA²² [Fesefeldt 85] behandelt. Die für diese Arbeit relevanten Modelle VENUS, QGSJET und SIBYLL werden im folgenden genauer diskutiert. Charakteristische Ansätze zur Modellierung der starken Wechselwirkung sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.²³

	VENUS	QGSJET	SIBYLL
Gribov-Regge-Modell	+	+	
Minijets		+	+
Sekundäre Wechselwirkungen	+		
Kern-Kern-Wechselwirkungen	+	+	
Superpositionsmodell			+
Maximale Energie [GeV]	$5 \cdot 10^7$	10^{11}	10^{11}

Tabelle 1.1: Eigenschaften hadronischer Wechselwirkungsmodelle. Für drei der im Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA implementierten hadronischen Wechselwirkungsmodelle sind die wichtigsten Ansätze zur Modellierung der starken Wechselwirkung angegeben.

VENUS

Das Modell VENUS [Werner 93] wurde zur quantitativen Beschreibung von ultrarelativistischen Schwerionenstößen entwickelt. Die hadronische Wechselwirkung wird im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie als Austausch von einem oder mehreren superkritischen²⁴ Pomeronen

¹⁸Hadronic interactions inspired by the Dual Parton Model

¹⁹Dual Parton Model with JET production

²⁰Very Energetic NUClear Scattering

²¹Quark-Gluon-String model with JET production

²²Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm

²³Eine detaillierte Diskussion der Modelle findet man in [Knapp 97].

²⁴Reggetrajektorie mit $\alpha(t=0) = 1 + \epsilon$.

beschrieben. Nukleon–Nukleon–, Nukleon–Kern– und Kern–Kern–Reaktionen, sowie diffraktive und nicht–diffraktive Reaktionen werden konsistent im Rahmen der Gribov–Regge–Theorie behandelt. Wirkungsquerschnitte von Hadron–Kern– und Kern–Kern–Stößen werden nicht über den Glauber–Formalismus bestimmt, sondern ebenfalls mittels der Gribov–Regge–Theorie berechnet.

Strings werden in VENUS nach dem Artru–Mennessier–Algorithmus [Artru 74, Artru 83] fragmentiert. Erst für sehr kleine Energien müssen Stringfragmente Massen von Hadronen haben, darüber sind sie virtuelle Teilchen.

Bei hohen Energien und schweren Kernen nehmen die Dichten der Sekundärteilchen zu, und Mehrfachstreuungen sowie weitere Wechselwirkungen der Sekundärteilchen gewinnen zunehmend an Bedeutung. Da diese nicht im Rahmen der Gribov–Regge–Theorie beschrieben werden können, verwendet VENUS hierzu einen klassischen Ansatz. Dies führt zu einer guten Übereinstimmung von Simulation und Meßdaten im Fragmentationsbereich. VENUS ist das einzige Modell das sekundäre Wechselwirkungen behandelt.

Minijets werden in VENUS nur indirekt berücksichtigt. Gleichzeitig führt das Modellieren der sekundären Wechselwirkungen zu einem starken Anstieg der Rechenzeit mit der Energie. VENUS ist deshalb nur für Energien unterhalb $E_0 \approx 5 \cdot 10^{16}$ eV geeignet.

QGSJET

Das Programm QGSJET [Kalmykov 95] beschreibt die hadronische Wechselwirkung als Multi–Pomeron–Austausch im Rahmen der Gribov–Regge–Theorie. Dazu wird ein superkritisches Pomeron verwendet. Das Modell beinhaltet zusätzlich Minijets zur Behandlung von semiharten Prozessen die mit steigender Energie zunehmend an Bedeutung gewinnen.

Hadron–Kern– und Kern–Kern–Wechselwirkungen werden nach dem Glauber–Formalismus aus den Nukleon–Nukleon–Querschnitten berechnet. Die Nukleonverteilung wird dabei der Ladungsverteilung gleichgesetzt.

Im wesentlichen unterscheiden sich QGSJET und VENUS in der Behandlung von Minijets, der Kernfragmentation der Spektator–Nukleonen, der Stringfragmentation und der sekundären Wechselwirkungen. Die Stringfragmentation und die sekundären Wechselwirkungen sind bei VENUS besonders gut berücksichtigt. QGSJET dagegen vernachlässigt weitere Wechselwirkungen von Sekundärteilchen miteinander und mit den Spektator Nukleonen. Dafür enthält QGSJET die Minijet–Produktion, ist in der Modellierung der Kernfragmentation überlegen und ist daher besser geeignet um Berechnungen von Luftschauern durchzuführen. Es wurde für die Luftschauerrechnung optimiert und ist zumindest technisch in der Lage, Kollisionen bis zu $E_0 = 10^{20}$ eV zu modellieren.

SIBYLL

Das Programm SIBYLL [Fletcher 94] wurde speziell für die Anwendung in Luftschauerrechnungen bei höchsten Energien konzipiert. Es ist sehr schnell und kann auch Kollisionen bis zu 10^{20} eV beschreiben. Die dominierenden weichen Prozesse werden nach einem sehr einfachen Modell, bei dem immer zwei Strings erzeugt werden, beschrieben. In Anlehnung an das Dual–Parton–Modell [Capella 81] stellt man sich eine weiche Wechselwirkung als Austausch eines niederenergetischen Gluons zwischen je einem Quark von Projektil und Target vor. Die

resultierenden zwei Farbstrings fragmentieren zu farblosen Hadronen.

Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes wird ausschließlich durch Minijets bewirkt, der weiche Anteil bleibt konstant. Minijets werden dabei als Paare von zusätzliche Strings nach QCD Wirkungsquerschnitten erzeugt. Diffraktive Ereignisse werden unabhängig von weichen oder harten Kollisionen modelliert. Für Mehrfachstöße eines Projektils innerhalb eines Targetkernes werden die Wirkungsquerschnitte nach dem Glauber-Formalismus berechnet, die Teilchenproduktion wird durch zusätzliche Strings zwischen Seequarks des Projektils und den Targetnukleonen simuliert. Die Zahl der wechselwirkenden Projektilnukleonen bei Kern-Kern-Stößen wird ebenfalls nach dem Glauber-Formalismus bestimmt. Der Restkern zerfällt nach einem thermischen Modell in leichte bis mittelschwere Fragmente. Die Kern-Kern-Wechselwirkung wird nach dem Semi-Superpositionsmodell behandelt.

Die unterschiedlichen Ansätze zur Modellierung der hadronischen Wechselwirkung in den Simulationsprogrammen haben Auswirkungen auf die Entwicklung der Luftschaue und damit auf die meßbaren Größen. Untersuchungen von Knapp et al. [Knapp 96] ergaben zum Teil große Differenzen zwischen den Vorhersagen der einzelnen Modelle. So steigen z.B. die inelastischen Proton-Luft-Querschnitte bei SIBYLL stärker an als bei QGSJET und VENUS und ergeben damit die beste Übereinstimmung mit experimentellen Werten. Die gemessene Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen für $p\bar{p}$ -Reaktionen wird durch QGSJET und VENUS gut reproduziert, SIBYLL dagegen sagt zu wenig Ereignisse mit hoher Multiplizität voraus. Für die mittleren Transversalimpulse in $p\bar{p}$ -Stößen als Funktion der Schwerpunktsenergie ergibt SIBYLL die beste Übereinstimmung mit gemessenen Daten. Die Unterschiede in den einzelnen Reaktionen wirken sich auch auf meßbare Größen in Luftschauern aus. So produziert z.B. das Modell SIBYLL relativ zu den anderen Modellen zu wenig Myonen, erzeugt aber im Gegensatz dazu zu viele Elektronen auf Beobachtungsniveau.

Ein Vergleich der Vorhersagen der Modelle mit Meßdaten ist wichtig, um für Extrapolationen zu hohen Energien die Modelle auswählen zu können, die die Natur am besten beschreiben. In der vorliegenden Arbeit werden die Vorhersagen der unterschiedlichen Modelle insbesondere für die hadronische Schauerkomponente mit gemessenen Daten des Experimentes KASCADE detailliert verglichen. Hieraus läßt sich die Verläßlichkeit der einzelnen Modelle für hohe Energien abschätzen.

2 Das Experiment KASCADE

Das Experiment KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) [Doll 90, Klages 97, Hörandel 97] ist eine Anordnung von modernen Teilchendetektoren zur Messung von ausgedehnten Luftschauern. Seine Messungen sollen zur Beantwortung der im vorangehenden Kapitel aufgeworfenen ungeklärten Fragen beitragen. Um den erwähnten starken Fluktuationen bei der Entwicklung der Schauer zu begegnen, werden die elektromagnetische, die myonische und die hadronische Schauerkomponente gleichzeitig gemessen. Die hierzu notwendigen, unterschiedlichen Detektorsysteme wurden in den letzten Jahren entwickelt und auf dem Gelände des Forschungs-

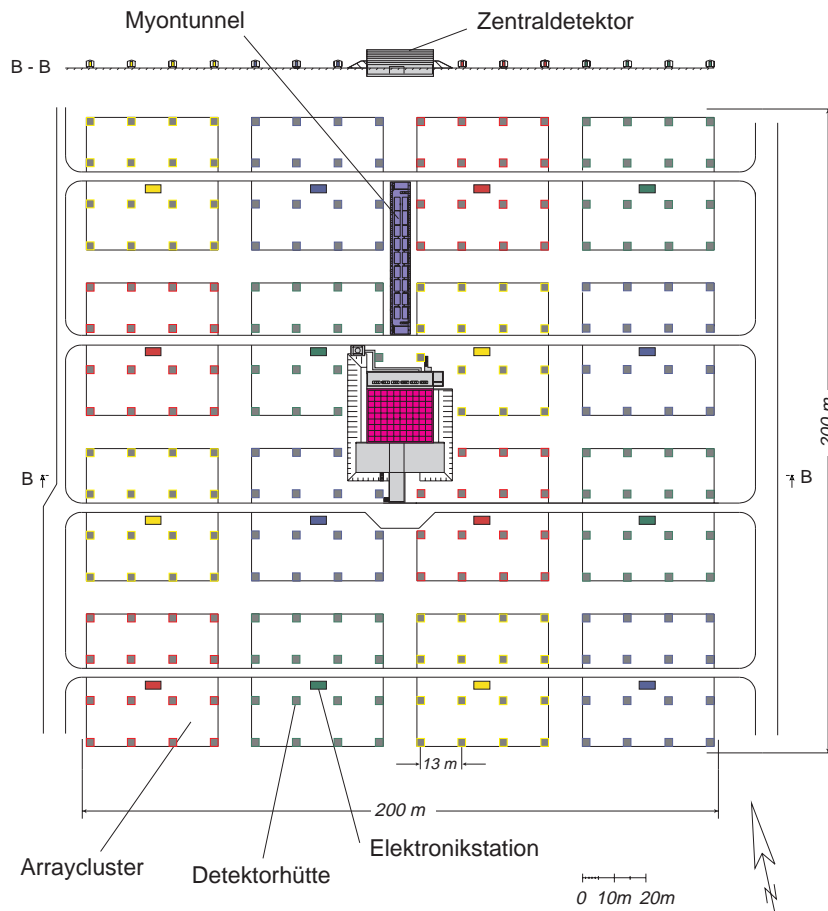


Abbildung 2.1: Grundriß des Experimentes KASCADE. Im Zentrum des $200 \times 200 \text{ m}^2$ großen Szintillatorarrays zum Nachweis der elektromagnetischen und myonischen Komponente befindet sich der $16 \times 20 \text{ m}^2$ große Zentraldetektor zur Messung von Hadronen und Myonen. Nördlich des Zentraldetektors befindet sich ein Myontunnel im Aufbau.

zentrums Karlsruhe¹ aufgebaut.

Der Grundriß des Experimentes orientiert sich an den Lateralverteilungen der Luftschauer, er ist in Abbildung 2.1 skizziert. Die elektromagnetische und myonische Komponente, mit ihren breiten Lateralverteilungen, werden in einem ausgedehnten Feld von Detektoren und einem, im Aufbau befindlichen, Myontunnel nachgewiesen, während die Hadronen und Myonen im Schauerkern in einem kompakten Zentraldetektor, bestehend aus einem Kalorimeter und einer Anordnung von Vieldrahtproportionalkammern, im Zentrum des Szintillatorarrays gemessen werden. KASCADE zeichnet sich durch die große Flächenbelegung, die großflächige Messung von Hadronen und den Nachweis von Myonen mit unterschiedlichen Energieschwellen sowie die gute Auflösung und den großen dynamischen Bereich der Detektoren aus. Die einzelnen Detektorkomponenten werden in den folgenden Abschnitten beschrieben, eine Zusammenfassung charakteristischer Größen ist in Tabelle 2.1 angegeben.

Komponente	Aktive Fläche	Energieschwelle
Kalorimeter, Flüssigkeitsionisationskammern	320 m ² × 8 Ebenen	$E_H > 20$ GeV
Triggerebene, Szintillationszähler	206 m ²	$E_\mu > 470$ MeV
Top-Cluster, Szintillationszähler	23 m ²	
Vieldrahtproportionalkammern	131 m ² × 2 Ebenen	$E_\mu > 2$ GeV
Array μ -Detektoren, Szintillationszähler	622 m ²	$E_\mu > 300$ MeV
Array e/γ -Detektoren, Flüssigszintillatoren	490 m ²	
Myontunnel, Streamertubes	144 m ² × 3 Ebenen	$E_\mu > 800$ MeV

Tabelle 2.1: Charakteristische Größen der Detektorkomponenten von KASCADE.

2.1 Das Hadronkalorimeter

Ein wesentlicher Teil der Information über Masse und Energie des Primärteilchens wird in Form von Hadronen bis auf das Beobachtungsniveau transportiert. Die Hadronen und ihre Wechselwirkungen stellen damit einen entscheidenden Schlüssel zum Verständnis der Vorgänge in Luftschauern dar. Sie erlauben ein intensives Studium von Modellen zur Schauerentwicklung. Herzstück von KASCADE ist ein, in Abbildung 2.2 skizziertes, Kalorimeter im Zentrum der Anlage. Es dient der Messung des Ortes, der Einfallsrichtung und der Energie von Hadronen.

Der Detektor ist ein Sampling-Kalorimeter mit Eisen als Absorbermaterial und Flüssigkeitsionisationskammern als aktiven Elementen. Seine Größe von 16×20 m² orientiert sich an der Ausdehnung von Schauerkernen hochenergetischer Luftschauer. Der Absorber besteht aus mehreren Lagen von Eisenplatten² deren Dicke von 12 cm im oberen Bereich über 24 cm bis zu 36 cm im unteren Bereich zunimmt. Eine 5 cm dicke Bleischicht oberhalb des Kalorimeters dient als Filter zur Unterdrückung der elektromagnetischen Komponente. Die unterste Absorberschicht wird durch die 77 cm dicke Betondecke des Detektorkellers gebildet. Der gesamte Absorber entspricht einer Dicke von 1460 g/cm² oder 11.4 hadronischen Wechselwirkungslängen. Dies be-

¹49.1° nördliche Breite, 8.4° östliche Länge, 110 m über dem Meer

²Edelstahl-Gußplatten mit $\rho = 7.2$ g/cm³.

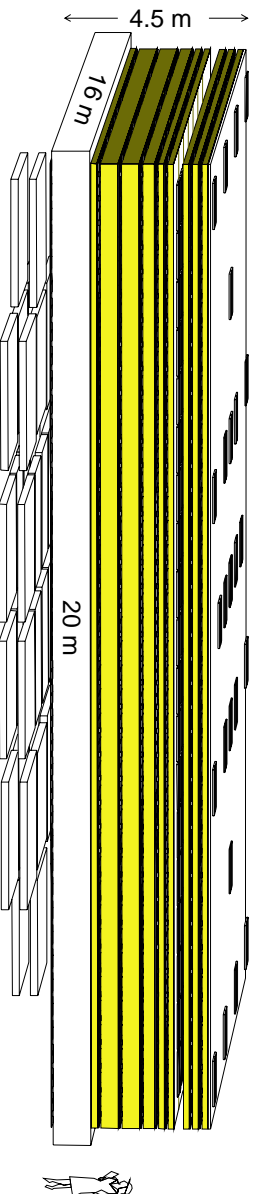
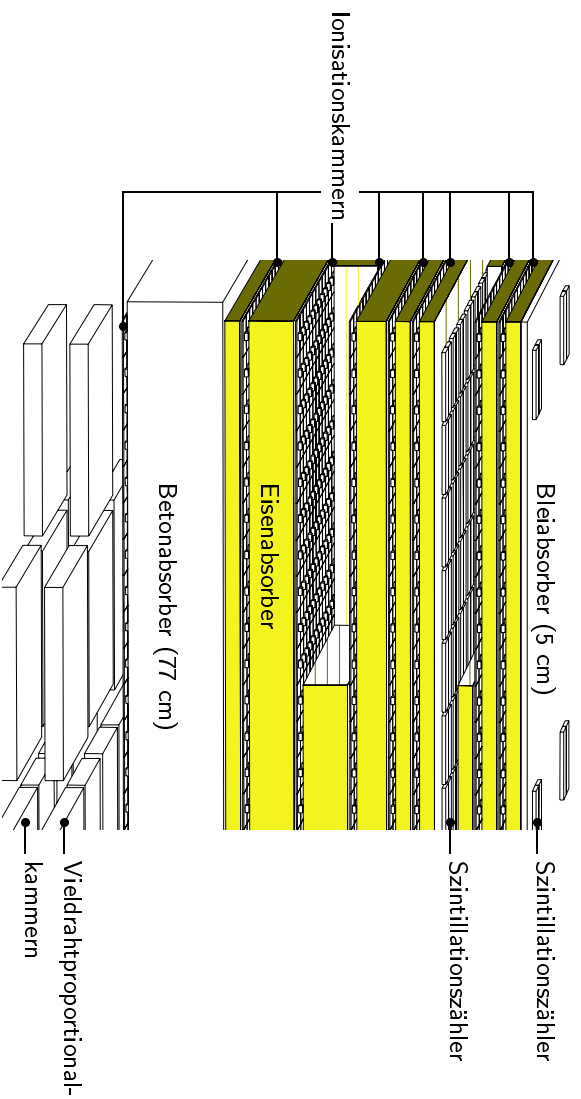


Abbildung 2.2: Der KASCADE-Zentraldetektor. Detailzeichnung (oben) und Gesamtansicht (unten). Das 320 m^2 große Eisen-Sampling-Kalorimeter dient zum Nachweis von Hadronen ($E_H > 20 \text{ GeV}$). Es ist in acht Lagen mit ≈ 10000 Flüssigkeitsionisationskammern und in zwei Ebenen mit 506 Szintillationszählern bestückt. Unterhalb des Kalorimeters dienen zwei Ebenen von je 131 m^2 Vielrahtproportionalkammern dem Nachweis von Myonen ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$).

deutet, daß Hadronen bis zu einer Energie von ca. 25 TeV vollständig im Kalorimeter absorbiert werden können³.

Als aktive Komponenten dienen ca. 10000 Flüssigkeitsionisationskammern, die in acht Lagen zwischen und unterhalb der Absorberschichten installiert sind. Zusätzlich sind die dritte aktive Lage und das Kalorimeterdach mit Szintillationszählern bestückt (siehe Abschnitt 2.2). Durch die spezielle Konstruktion der Ionisationskammern und ihre Anordnung im Detektor wird eine homogene Belegung der gesamten Kalorimeterfläche erreicht⁴.

Die Ionisationskammern stellen eine neue Detektortechnologie dar und wurden am Institut für Kernphysik entwickelt [Engler 92a, Engler 96]. Das KASCADE-Kalorimeter ist das erste Experiment bei dem „warme“⁵ Ionisationsflüssigkeiten in großem Maßstab verwendet werden. Die Kammern weisen einen großen dynamischen Bereich von etwa $6 \cdot 10^4$ auf, der nur durch die

³Bei dieser Energie werden für senkrecht einfallende Hadronen im Mittel 98 % der Energie im Kalorimeter absorbiert.

⁴Die effektive Flächenbelegung ist größer als 97 %.

⁵Unter „warmen“ Flüssigkeiten werden solche verstanden, die bei Raumtemperatur flüssig sind und nicht durch aufwendige Kryotechnik gekühlt werden müssen.

verwendete Elektronik begrenzt wird. Hierdurch wird es ermöglicht, sowohl minimalionisierende Myonen als auch Hadronen im Kern von Luftschauern mit Primärenergien bis zu 10^{16} eV ohne Sättigung zu messen. Aufgrund der feinen Segmentierung und der Auslese des Kalorimeters mit ca. 40 000 elektronischen Kanälen können einzelne Hadronen mit $E_H > 20$ GeV nachgewiesen und voneinander getrennt werden, wenn sie mehr als 40 cm voneinander entfernt sind. Dabei wird eine Ortsauflösung von $\Delta r \approx 11$ cm und eine Winkelauflösung von $\Delta \alpha \approx 5^\circ$ erreicht. Die Energieauflösung beträgt $\Delta E/E = 30\%$ für Hadronen mit einer Energie von 100 GeV und verbessert sich auf $\Delta E/E = 15\%$ für $E_H = 25$ TeV [Mielke 96, Unger 97].

2.1.1 Flüssigkeitsionisationskammern

Die Verwendung von Flüssigkeitsionisationskammern bietet gegenüber gasgefüllten Kammern den Vorteil einer größeren Dichte und damit einer höheren Energiedeposition pro aktivem Volumen. Die entstehenden Signale sind so groß, daß sie mit rauscharmen Verstärkern direkt gemessen werden können. Hierdurch vermeidet man die Gasverstärkung, die bei gasgefüllten Kammern stets eine Quelle von Unsicherheiten darstellt, und man erhält absolut kalibrierbare Detektoren. Zusätzlich wird eine kompakte Bauweise des Detektors ermöglicht, woraus eine gute Orts- und Energieauflösung resultiert.

Aufbau

Der Aufbau der verwendeten Ionisationskammern ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Eine Kammer besteht aus zwei tiefgezogenen Halbschalen aus 1 mm dickem Edelstahl mit einer Kantenlänge von 50 cm. Mittig zwischen diesen Halbschalen befinden sich vier ebenfalls 1 mm starke quadratische Elektrodenbleche, die mit Keramikabstandshaltern (Al_2O_3) gegeneinander und gegen das Gehäuse isoliert gehalten werden. Nach der Montage werden die beiden Halbschalen zusammengeschweißt und ergeben so eine Kammer mit 10 mm Dicke. In den Deckel der Kammern ist ein Füllrohr aus Nickel eingeschweißt. Dieses wird nach dem Befüllen der Kammer mit etwa 1.75 l Ionisationsflüssigkeit hydraulisch kaltverschweißt. Auf der Oberseite befindet sich die keramische Hochspannungs- und Signaldurchführung. Ein direkt auf der Kammer montiertes Elektronikgehäuse dient zur Aufnahme der Hochspannungszuführung und der Vorverstärker für die vier unabhängigen elektronischen Kanäle.

Als Ionisationsflüssigkeiten werden die bei Raumtemperatur flüssigen Verbindungen Tetramethylsilan (TMS, $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$) und Tetramethylpentan (TMP, C_9H_{20}) verwendet. Diese Flüssig-

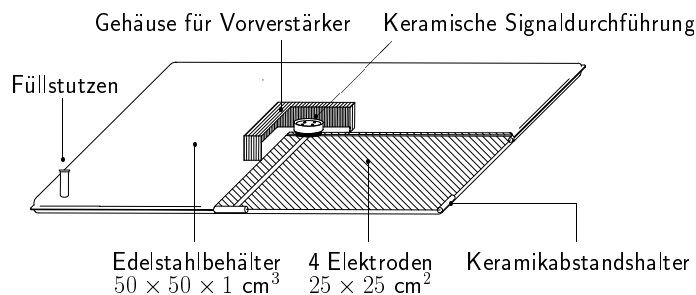


Abbildung 2.3: Aufbau einer Flüssigkeitsionisationskammer. Eine Kammer enthält vier Elektroden und ist mit 1.75 l der Flüssigkeiten Tetramethylsilan oder Tetramethylpentan gefüllt. Die Vorverstärkerelektronik für die vier elektronischen Kanäle befindet sich direkt auf der Kammer.

keiten sind gute Isolatoren, zeigen aber aufgrund ihrer sphärischen Molekülstruktur sehr große Leitfähigkeit für Überschusselektronen. Sie besitzen ein hochliegendes Leitungsband, ähnlich dem in Metallen, aber mit einem Abstand von etwa 8 eV zum Valenzband.

Durch elektronegative Verunreinigungen in den Flüssigkeiten oder auf den Oberflächen der Kammern wird das schnelle Elektronensignal und damit die Effizienz der Kammern beeinträchtigt. Deshalb werden die Detektoren unter Reinraumbedingungen gefertigt. Um die Flüssigkeiten von herstellungsbedingten Verunreinigungen, wie z.B. Luftsauerstoff oder Wasser, zu befreien, werden sie in einer speziell entwickelten Vakuumdestillationsanlage [Engler 84] in mehreren Schritten über Molekularsiebe gereinigt. Die Reinheit der Flüssigkeiten beim Abfüllen entspricht im allgemeinen wenigen ppb Sauerstoffäquivalenten, dies entspricht einer Lebensdauer der freien Elektronen in der Flüssigkeit von mehr als 30 μ s.

Funktionsweise

Eine Ionisationskammer stellt einen mit einem Dielektrikum gefüllten Plattenkondensator dar, an den Hochspannung angelegt ist. Die nachzuweisende Strahlung ionisiert das Dielektrikum und setzt eine zur deponierten Energie proportionale Ladungsmenge frei. Die Ladungsträger bewegen sich anschließend im elektrischen Feld in Richtung der Elektroden. Hierdurch wird im Kondensatorkreis ein zu ihrer Anzahl und der Driftgeschwindigkeit proportionaler Verschiebungsstrom influenziert.

	Tetramethylsilan	Tetramethylpentan
	TMS	TMP
Summenformel	Si(CH ₃) ₄	C ₉ H ₂₀
Dielektrizitätskonstante ϵ_r ($T = 20$ °C)	1.92	1.98
Massendichte ρ ($T = 20$ °C)	0.645	0.7195
Normsiedepunkt	26.5 °C	122.7 °C
Beweglichkeit der Elektronen μ_e	$105 \pm 5 \frac{\text{cm}^2}{\text{V s}}$	$29 \pm 2 \frac{\text{cm}^2}{\text{V s}}$
Ladungsausbeute pro 100 eV dep. Energie $G(0)$	0.61 ± 0.08	0.75 ± 0.05

Tabelle 2.2: Eigenschaften der verwendeten Ionisationsflüssigkeiten.

Entscheidend für die Verwendbarkeit eines Mediums in Ionisationskammern für schnelle Koinzidenzexperimente ist die hohe Beweglichkeit von freien Elektronen. Unpolare Flüssigkeiten wie Tetramethylsilan oder Tetramethylpentan, deren Eigenschaften in Tabelle 2.2 aufgeführt sind, erfüllen diese Bedingung. Ihre Elektronenbeweglichkeiten entsprechen denen von Silber oder Kupfer. Sie sind etwa 10^5 mal größer als die Beweglichkeit der Ionen⁶. Dementsprechend beschränkt man sich bei der Messung auf den Elektronenstrom. Für die maximale Driftzeit t_d der Elektronen in einem Plattenkondensator mit dem Elektrodenabstand d erhält man bei einer Spannung U

$$t_d = \frac{d^2}{\mu_e U} \quad . \quad (2.1)$$

⁶Für TMS ist $\mu_{Ion}^{TMS} = 9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V s}$.

Bei KASCADE ergeben sich hierfür Werte in der Größenordnung von 400 ns für TMS und 1 μ s für TMP.

Primärrekombination

Die durch Ionisation freigesetzten Elektronen wechselwirken mit den Molekülen ihrer Umgebung und werden in einem bestimmten Abstand von ihrem Mutterion thermalisiert. Für minimalionisierende Teilchen ist der mittlere Ionenabstand groß gegenüber den mittleren Thermalisierungsabständen⁷. Die Elektronen sind daher im wesentlichen dem elektrischen Feld ihres Mutteriones ausgesetzt. Infolge des äußeren elektrischen Feldes und der thermischen Bewegung kann ein Teil der freigesetzten Ladungsträger der Primärrekombination entkommen. Die Zahl der Elektronen $G(\mathcal{E})$, die pro 100 eV deponierter Energie der Primärrekombination entkommen, wird als Ladungsausbeute bezeichnet. Die Abhängigkeit der Ladungsausbeute von der Feldstärke \mathcal{E} läßt sich für gemessene Werte [Gettert 88, Geer 90, Jungblut 85, Engler 93] parametrisieren, und man erhält

$$G_{TMS}(\mathcal{E}) = 0.598 + 4.05 \cdot 10^{-2} \frac{\mathcal{E}}{\text{kV/cm}} - 4.97 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\mathcal{E}}{\text{kV/cm}} \right)^2 \quad (2.2)$$

für TMS [Knapp 93a] und

$$G_{TMP}(\mathcal{E}) = 0.678 + 5.30 \cdot 10^{-2} \frac{\mathcal{E}}{\text{kV/cm}} - 8.19 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\mathcal{E}}{\text{kV/cm}} \right)^2 \quad (2.3)$$

für TMP [Wochele 97].

Signaldämpfung bei starkionisierenden Teilchen

Im Falle starkionisierender Teilchen liegt der mittlere Ionenabstand in der Größenordnung der Thermalisierungsabstände, und die freigesetzten Elektronen unterliegen neben dem Einfluß des Mutteriones auch noch dem der benachbarten Ionen in der Ionisationskolonne. Hierdurch steigt die Rekombinationswahrscheinlichkeit an, und sie ist zusätzlich vom Winkel α zwischen dem angelegten elektrischen Feld und der Ionisationsspur abhängig. In Anlehnung an eine empirisch gefundene Formel von Birks [Birks 64] kann die Signaldämpfung bei starkionisierenden Teilchen für TMS parametrisiert werden [Engler 92]

$$D(\alpha) = \frac{1}{1 + K(\alpha) \left(\frac{dE}{dx} \right)^{a(\alpha)}} \quad (2.4)$$

Aus Anpassungen an Messungen [Aubert 90, Duhm 89, Engler 93] ergibt sich für die Winkelabhängigkeit [Knapp 93a]

$$K(\alpha) = (0.045 e^{\frac{\alpha}{0.244}} + 0.0162) \cdot 21.6^{1-a(\alpha)} \frac{\text{g/cm}^2}{\text{MeV}} \quad (2.5)$$

mit

$$a(\alpha) = 0.65 + 0.2676 \frac{\alpha}{\text{rad}} - 0.0287 \left(\frac{\alpha}{\text{rad}} \right)^2 \quad (2.6)$$

⁷Der mittlere Ionenabstand beträgt beispielsweise in TMS ≈ 2000 Å, der mittlere Thermalisierungsabstand dagegen nur 240 Å [Gettert 88].

Elektronenabsorption durch Verunreinigungen

Trotz intensiver Reinigung der Detektoren und der Ionisationsflüssigkeiten enthalten diese in den Kammern noch geringe Mengen von elektronegativen Verunreinigungen wie z.B. O₂, CO₂ und H₂O. An diese können sich freie Elektronen anlagern. Aufgrund ihrer geringen Driftgeschwindigkeit tragen die so gebildeten Ionen nicht mehr zum gemessenen Signal bei, und die Zahl der Ladungsträger nimmt zeitlich exponentiell ab. Man beschreibt die Reinheit der Flüssigkeiten mit Hilfe der mittleren Lebensdauer τ der freien Elektronen. Der Anteil der gemessenen Ladung ergibt sich als die Ladungssammelfunktion zu

$$f(t_d, \tau) = \frac{\tau}{t_d} \left(1 - \frac{\tau}{t_d} \left(1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}} \right) \right) \quad . \quad (2.7)$$

Für eine gute Ladungsausbeute sollte $\tau/t_d > 2$ sein, deshalb werden bei KASCADE nur Kammern eingesetzt, bei denen $\tau > 1 \mu\text{s}$ ist. Als Mittelwert für die installierten Kammern ergab sich $\langle \tau \rangle = 6.2 \mu\text{s}$.

Nachweisbare Ladung

Unter Berücksichtigung aller vorgenannten Effekte, die die Zahl der freien Ladungsträger beeinflussen, erhält man für die nachweisbare Ladung als Funktion der deponierten Energie, der Ladungsausbeute $G(\mathcal{E})$, der Ladungssammelfunktion $f(t_d, \tau)$ und dem Dämpfungsfaktor $D(\alpha)$ den Ausdruck

$$Q = 2 d \frac{dE}{dx} \cdot \frac{G(\mathcal{E})}{100 \text{ eV}} \cdot f(t_d, \tau) \cdot D(\alpha) \quad . \quad (2.8)$$

Energieeichung

Zur Berechnung der in einer Ionisationskammer deponierten Energie benötigt man nach Gleichung 2.8 den Elektrodenabstand d und die mittlere Lebensdauer τ der freien Elektronen für jede Ionisationskammer.

Der Elektrodenabstand d wird aus der Detektorkapazität C mit einer mittleren Abweichung $\sigma_d/d = 1.1\%$ berechnet [Hörandel 94],

$$d = \frac{\mathcal{M}}{C - C_0} \quad \text{mit} \quad \mathcal{M} = (2.062 \pm 0.74 \cdot 10^{-4}) \text{ pF m} \quad \text{und} \quad C_0 = (22.65 \pm 0.27) \text{ pF} \quad . \quad (2.9)$$

Die mittlere Lebensdauer τ der freien Elektronen wird vor dem Einbau der Kammern in das Kalorimeter durch Messung der Energiedeposition von Myonen der Höhenstrahlung in einem Prüfstand bestimmt [Hörandel 94]. Die dort selektierten Myonen ($E_\mu > 0.7 \text{ GeV}$) sind im wesentlichen minimalionisierend und erzeugen eine wohldefinierte Energiedeposition in den Kammern. Bei der Bestimmung der Lebensdauer werden Genauigkeiten erreicht, die ausreichend sind, um die deponierte Energie mit einem Fehler $\sigma_E/E = 1.1\%$ zu bestimmen.

2.1.2 Elektronische Kalibration

Der Einsatz der Ionisationskammern im Kalorimeter stellt hohe Anforderungen an die Elektronik zur Auslese und Digitalisierung der Signale. Mit dem Kalorimeter sollen sowohl einzelne

minimalionisierende Myonen als auch Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer gemessen werden. Aufgrund der starken Fluktuationen innerhalb der Kaskaden erfordert dies einen großen dynamischen Bereich. Die durch ein minimalionisierendes Teilchen freigesetzte Ladung beträgt $Q_{mip} \approx 0.6 \text{ fC}$.

Elektronischer Signalweg

Das Detektorsignal wird über C_K kapazitiv ausgekoppelt und, wie in Abbildung 2.4 skizziert, dem ladungsintegrierenden Vorverstärker zugeführt, der sich direkt auf der Ionisationskammer befindet. Er formt und verstärkt das Signal zu einem bipolaren Strompuls. Das differentielle Signal gelangt über ein 20 m langes Twisted-Pair-Kabel in den Hauptverstärker. An dessen Eingang befindet sich ein Differenzverstärker zur Unterdrückung eingekoppelter Störimpulse. Im Hauptverstärker werden die Signale in mehreren Stufen verstärkt und zu Pulslängen von ca. $20 \mu\text{s}$ geformt⁸. Anschließend werden die Signale in einem Analog-Digital-Konverter mit einer Auflösung von 13 Bit digitalisiert. Zur Kalibration wird in den Vorverstärker eine definierte Ladungsmenge über C_E kapazitiv eingekoppelt.

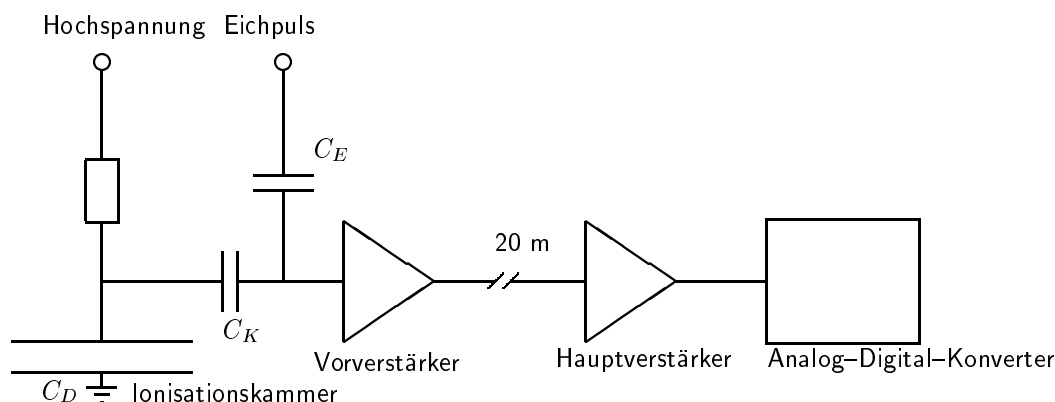


Abbildung 2.4: Elektronischer Signalweg für das Kalorimeter. Das an der Ionisationskammer kapazitiv ausgekoppelte Signal gelangt über einen Vorverstärker zum Hauptverstärker und wird anschließend mit einer Auflösung von 13 Bit digitalisiert. Zur Kalibration wird eine definierte Ladungsmenge kapazitiv eingekoppelt (C_E).

Kennlinie der Verstärker

Um den großen dynamischen Bereich der Ionisationskammern möglichst effektiv ausnutzen zu können, besitzen die Hauptverstärker eine nichtlineare Kennlinie. Mit der gesamten Verstärkerkette wird dadurch ein dynamischer Bereich von $D \approx 6 \cdot 10^4$ erreicht, der sich über eine meßbare Ladung von ca. 0.1 fC bis zu ca. 6000 fC erstreckt. Die Verstärkerkennlinie wird durch eine zusammengesetzte Funktion parametrisiert [Ruh 96]

$$Q(x) = \delta_1 Q_1 + \delta_2 \delta_3 Q_2 + \delta_4 Q_3 \quad (2.10)$$

⁸Die lange Integrationszeit wurde gewählt, um das elektronische Rauschen zu minimieren.

$$\begin{aligned} & Q_1(x) = p_1(x - p_0) + p_2(x - p_0)^2 \\ \text{mit} \quad & Q_2(x) = e_0 + e_1 x + e_2 \log(e_3 - x) \quad \text{und} \quad \delta_{1/2} = \frac{1}{2} (1 \mp \tanh(\frac{x-u_1}{100})) \\ & Q_3(x) = q_0 + q_1 x + q_2 x^2 \quad \delta_{3/4} = \frac{1}{2} (1 \mp \tanh(\frac{x-u_2}{10})) \quad . \end{aligned}$$

Der systematische Fehler bei der absoluten Kalibration ist kleiner als 2% [Keim 97], die gemessene Langzeitstabilität besser als 1% [Boos 97].

Das Signal wird über keramische Hochspannungskondensatoren ausgekoppelt, deren Kapazität C_K von der anliegenden Hochspannung abhängt. Es muß bei der Berechnung der im Detektor freigesetzten Ladung deshalb ein Korrekturfaktor

$$K(U) = 1 + \frac{C_D}{C_K(U)} \quad \text{mit} \quad C_K(U) = 9.9 \text{ nF} \left(1.00 - 2.43 \cdot 10^{-2} \frac{U}{\text{kV}} - 2.19 \cdot 10^{-2} \frac{U^2}{\text{kV}^2} \right) \quad (2.11)$$

berücksichtigt werden [Hörandel 94].

Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen steigt mit der kapazitiven Last am Eingang des Vorverstärkers gemäß $Q_N \propto \sqrt{C_D}$ an. Die Detektorkapazität $C_D \approx 600$ pF führt zu einer gemessenen äquivalenten Rauschladung $Q_N \approx 2000$ e⁻. Bei angelegter Hochspannung bildet sich in der Ionisationsflüssigkeit ein Vorstrom aus. Dieser führt zu einer Erhöhung des elektronischen Rauschens, der Anstieg beträgt im Mittel $dQ_N/dU \approx 115$ e⁻/kV [Rexin 96, Hörandel 94]. Bei einer typischen Betriebsspannung von $U = 3$ kV beträgt das elektronische Rauschen $Q_N \approx 2350$ e⁻, dieser Wert entspricht einer Energiedeposition von ≈ 0.6 MeV. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die mittlere Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens beträgt damit $Q_{mip}/Q_N \approx 1$.

2.2 Die Triggerebene und das Top-Cluster

Zur Realisierung eines schnellen Triggers für die Ionisationskammern sowie zur Messung von Ankunftszeiten wird im Zentraldetektor eine schnelle Detektorkomponente benötigt. Die dritte aktive Lage des Kalorimeters ist zu diesem Zweck mit Plastiksintillationszählern bestückt. Unterhalb einer Abschirmung aus 60 g/cm² Blei und 280 g/cm² Eisen ist die elektromagnetische Komponente ausreichend abgeschirmt, und die Szintillatoren werden nur von Hadronen und Myonen erreicht.

Die Zähler bestehen aus Szintillatorplatten mit den Abmessungen $47.5 \times 47.5 \times 3$ cm³. Jeweils zwei Platten werden mittels eines dazwischenliegenden Wellenlängenschiebers über einen Photomultiplier ausgelesen. Die Ankunftszeit von Teilchen kann mit einer Genauigkeit von $\sigma_t = 2.1$ ns gemessen werden [Raidt 97]. Die Triggerebene besteht aus 456 Detektoren, die 64 % (206 m²) der Fläche des Kalorimeters überdecken.

Zum Studium der elektromagnetischen Komponente und zur Erkennung niederenergetischer Schauer mit Primärenergien von einigen 10^{13} eV sind auf dem Dach des Zentraldetektors, oberhalb der Bleiabschirmung, weitere Szintillationszähler installiert. Diese werden als „Top-Cluster“ bezeichnet. Die 50 installierten Detektoren sind baugleich mit denen der Triggerebene und überdecken 7 % (23 m²) der Kalorimeterfläche.

2.3 Die Vieldrahtproportionalkammern

Um die hochenergetischen Myonen im Kern ausgedehnter Luftschauer zu untersuchen, befinden sich unterhalb des Kalorimeters zwei Lagen von Vieldrahtproportionalkammern. In ihnen werden Myonen mit einer Energieschwelle von $E_\mu = 2$ GeV und einer Ortsauflösung von $\sigma = 1.6$ cm nachgewiesen.

Die Anordnung besteht aus 32 Kammern, die zusammen eine effektive Fläche von 131 m^2 in zwei Ebenen mit einem Abstand von 38 cm überdecken. Dies entspricht einer Flächenbelegung von 41 % der Zentraldetektorfläche. Als Anodenebene dienen je Kammer etwa 200 vergoldete Wolframdrähte ($\varnothing = 20 \text{ }\mu\text{m}$), die einen Abstand von 12 mm zueinander haben. Parallel dazu verlaufen die Potentialdrähte aus vergoldetem Kupfer-Beryllium ($\varnothing = 100 \text{ }\mu\text{m}$). Um Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion durchgehender Teilchen auflösen zu können, sind die Kathodenstreifen gegenüber den Anoden um $\pm 34^\circ$ gedreht. Als Kathoden dienen jeweils ca. 300 Kupferstreifen oberhalb und unterhalb der Anodenebene. Die Kammern werden mit einem Argon-Methan-Gemisch betrieben, dem aufgrund seiner Quench- und Reinigungswirkung Isopropanol beigegeben wird. Die Kammern werden digital ausgelesen, damit wird eine für die Meßziele von KASCADE ausreichende Ortsauflösung erreicht.

Durch Rekonstruktion von Durchstoßpunkten in zwei Ebenen kann die Richtung der einfallenden Myonen bestimmt und hieraus eine mittlere Schauerrichtung mit einer Genauigkeit besser als 1.5° abgeleitet werden [Haungs 96].

2.4 Das Szintillatorarray

Zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente benötigt man aufgrund der breiten Lateralverteilungen eine großflächige Anordnung. Dabei genügt es, die Meßfläche nur zum Teil⁹ mit aktiven Detektoren zu belegen und nur eine Stichprobe von Sekundärteilchen zu erfassen, da innerhalb von Luftschauern die großen intrinsischen Fluktuationen die hauptsächliche Unsicherheit darstellen.

Das KASCADE-Szintillatorarray (Abbildung 2.1) besteht aus 252 Detektorstationen, die in einem rechtwinkligen Gitter in einem Abstand von 13 m angeordnet sind. Eine solche Detektorstation ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Jeweils 4×4 Detektorstationen bilden eine elektronische Einheit, ein „Cluster“.

Eine Station enthält 4 Flüssigszintillatoren zum Nachweis der elektromagnetischen Komponente. Die Detektoren bestehen aus kegelförmigen Edelstahlbehältern mit einem Durchmesser von 1 m, die innen mit Reflektorfarbe beschichtet sind. Zum Schutz der Szintillatorflüssigkeit sind diese mit Argon gefüllt. An ihrem unteren Ende befindet sich eine zylindrische Wanne, die 4.8 cm hoch mit organischem Flüssigszintillator gefüllt ist. Das erzeugte Szintillationslicht wird über einen konischen Lichtleiter einem Photomultiplier an der Kegelspitze zugeführt. Dieses Detektordesign ermöglicht eine ortsunabhängige Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 0.77$ ns, die ausreichend ist, um Teilchenankunftszeiten in Luftschauern zu messen [Völker 92]. Die Detektoren besitzen einen dynamischen Bereich von $2 \cdot 10^3$ und eine Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 9\%$ bei der Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens ($\Delta E_{mip} = 7.8$ MeV).

Unter einer Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen, die einer Dicke von 20 Strahlungslängen

⁹Ca. 1 – 2 % der Gesamtfläche sind ausreichend.

Abbildung 2.5: Detektorstation des Szintillatorarrays von KASCADE. Eine Station enthält 3.1 m^2 e/γ -Detektoren und 3.2 m^2 Myondetektoren ($E_\mu > 300 \text{ MeV}$).

entspricht, befinden sich vier $90 \times 90 \times 3 \text{ cm}^3$ große Plastikszintillatoren zum Nachweis von Myonen mit einer Energieschwelle von $E_\mu \approx 300 \text{ MeV}$. Die Platten werden über vier Photomultiplier mittels Wellenlängenschiebern an allen vier Kanten ausgelesen. Hierdurch wird eine homogene Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht. Für diese Detektoren wurde eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 2.9 \text{ ns}$ und eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 32\%$ gemessen [Kriegleder 92].

Zur Zeit sind nur die äußeren 12 Cluster mit Myondetektoren bestückt, diese Cluster enthalten dafür nur zwei der vier e/γ -Detektoren. Mit einer effektiven Gesamtfläche von ca. 490 m^2 für die e/γ -Detektoren und ca. 620 m^2 für die Myondetektoren ergibt sich eine effektive Flächenbelegung von 1.2% für die e/γ - und 1.6% für die Myondetektoren.

Das Szintillatorarray kann durch Messung der Lateralverteilungen von Myonen und Elektronen sowie der relativen Ankunftszeiten der Teilchen in den Detektoren Schauergöße und -richtung sowie den Ort des Schauerzentrums bestimmen. Die erreichten Genauigkeiten betragen in Abhängigkeit von der Schauergöße $2.5 - 5.5 \text{ m}$ für die Bestimmung der Position des Schauerzentrums, $0.5 - 1.2^\circ$ für die Schauerrichtung und $6 - 12\%$ für die Schauergöße [Wetzel 96].

2.5 Der Myontunnel

Die Produktionshöhe von Myonen in einem Luftschauer liefert einen Beitrag zur Bestimmung der Masse des Primärteilchens. Nach Rekonstruktion von Ort und Richtung der Myonen auf Beobachtungsniveau kann die Produktionshöhe mittels Triangulation bestimmt werden. Hierzu dient ein Myontunnel nördlich des Zentraldetektors. Eine Abschirmung aus Eisen und Erde, die etwa 18 Strahlungslängen entspricht, bewirkt eine Energieschwelle für Myonen von $E_\mu = 800 \text{ MeV}$.

Zur Zeit befindet sich dort ein Detektor, bestehend aus drei Ebenen Streamertubes mit einer Fläche von je 144 m^2 , im Aufbau. Abbildung 2.6 zeigt die Anordnung der Detektoren im Tunnel.

Abbildung 2.6: Der KASCADE-Myontunnel im Querschnitt. In drei Ebenen sind jeweils 144 m^2 Streamertubes zum Nachweis von Myonen ($E_\mu > 0.8 \text{ GeV}$) angeordnet. Zur Erhöhung der Sensitivität für schräg einfallende Teilchen sind die Seitenwände zusätzlich mit Detektoren belegt.

Um schräg einfallende Teilchen besser rekonstruieren zu können, sind die Seitenwände ebenfalls mit aktiven Detektoren belegt. Die Verwendung von Streamertubes garantiert bei niedrigen Kosten eine hohe Ortsauflösung und eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen.

Die Detektoren bestehen aus graphitbeschichteten PVC-Profilen mit einem Querschnitt von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ und einer Länge von 4 m, die mit einem Argon-Isobutan-Gemisch gefüllt sind. Die Anodendrähte ($\varnothing = 100 \mu\text{m}$) bestehen aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung. Mit einem Prototyp dieser Anordnung ist es möglich, die Spuren einfallender Myonen mit einer Winkelauflösung von 1.8° und einer Ortsauflösung von 2.5 cm zu messen [Lang 96]. Im Endausbau sollten sich diese Werte verbessern, es werden Winkelauflösungen von $\approx 0.5^\circ$ erwartet.

2.6 Die Datenauslese und Experimentsteuerung

Aufgrund der Komplexität des Experimentes und der Vielzahl seiner elektronischen Kanäle hat man sich entschieden, die Experimentsteuerung und Datennahme für die einzelnen Experimentteile mittels getrennter Netzwerke von Transputern durchzuführen. Die Teilnetze bilden einen verteilten Parallelrechner, der aus über 150 Transputern besteht und in Abbildung 2.7 skizziert ist.

Die Prozessoren werden als Steuereinheiten in den Überrahmen der Elektronik und als verbindende Elemente zum Aufbau der Teilnetze eingesetzt. Sie können bereits auf ihrer Ebene viele Aufgaben der Detektorüberwachung, Kalibration und Datenerfassung ausführen. Die Transputernetzwerke der einzelnen Detektorkomponenten sind über ein Transputer-Ethernet-Gateway (INMOS B300) mittels einer Ethernet-Verbindung mit dem zentralen Datennahmerechner, einer DEC-Alpha-Workstation, verbunden.

Die Auslese der Daten erfolgt für die einzelnen Telexperimente getrennt in unterschiedlichen VME-Bussystemen. Die Daten werden auf Transputerebene vorprozessiert bevor sie im zentralen Datennahmerechner zusammengefaßt und weiterverarbeitet werden.

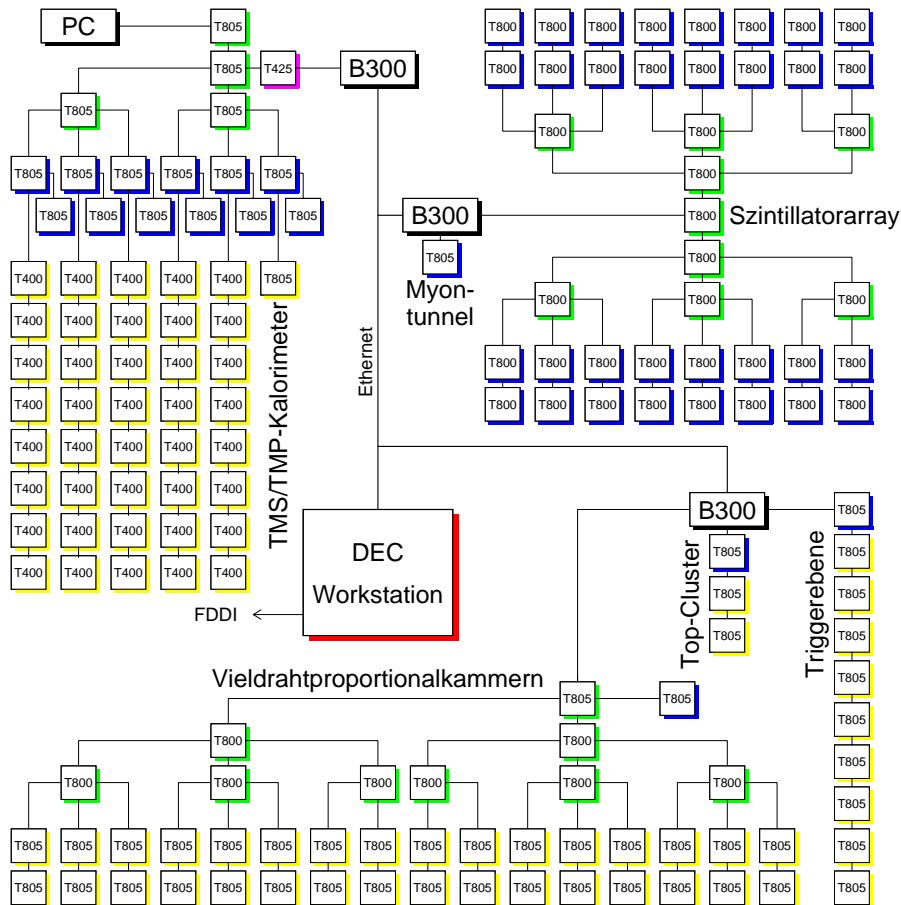


Abbildung 2.7: Das KASCADE-Datenerfassungssystem. Datennahme und Experimentsteuerung erfolgen in einem verteilten Parallelrechner, der aus über 150 Transputern aufgebaut und in Teilnetzwerke für die einzelnen Komponenten unterteilt ist. Letztere sind jeweils über ein Transputer-Ethernet-Gateway (INMOS B300) mit dem zentralen Datennahmerechner, einer DEC-Workstation, verbunden.

Die Datenauslese der einzelnen Telexperimente wird gestartet, wenn eine der folgenden Triggerebenen angesprochen hat:

1. Das Szintillatorarray mit einem Multiplizitätstrigger für minimalionisierende Teilchen.
2. Die Triggerebene mit einem Myon-Multiplizitätstrigger oder einem Hadrontrigger.
3. Das Top-Cluster mit einem Multiplizitätstrigger für minimalionisierende Teilchen.

Zum Betrieb des Kalorimeters wurde im Rahmen dieser Arbeit das mehrbenutzerfähige Betriebssystem MONIKA¹⁰ für einen transputerbasierten Parallelrechner entwickelt, das alle Funktionen für die Datennahme, Steuerung und Überwachung des Detektors zur Verfügung stellt [Hörandel 96].

¹⁰MONItor-, Steuerungs- und Datennahmeprogramm für das KASCADE-TMS-Kalorimeter

3

Analyse der Daten

Die Analyse der Daten stützt sich auf Simulationsrechnungen, bei denen die physikalischen Prozesse in der Erdatmosphäre und in den Detektoren möglichst realistisch nachgebildet werden. Dabei wird für jedes Primärteilchen der entstehende Luftschauer in der Atmosphäre berechnet, hieraus werden dann die in den einzelnen Detektoren nachzuweisenden Signale bestimmt. Mit dem in Kapitel 2 beschriebenen Detektorsystem wird die Messung von ausgedehnten Luftschauern durchgeführt. Die simulierten und gemessenen Daten werden einer einheitlichen Rekonstruktion unterzogen, bei der aus den Signalen der einzelnen Detektoren physikalische Größen abgeleitet werden. Diese Größen sind beispielsweise der Ort des Schauerzentrums, die Richtung des Schauers, die Anzahl der Elektronen, Myonen und Hadronen, der Ort und die Richtung einzelner Hadronen sowie die Lateralverteilungen der Schauerkomponenten. Die Algorithmen werden mittels Simulationsrechnungen überprüft, wobei sich ihre Qualität anhand der Genauigkeit zeigt, mit der die physikalischen Größen rekonstruiert werden. Aus den simulierten und gemessenen Daten werden unter Anwendung einheitlicher Kriterien Schauer selektiert, deren Zentrum innerhalb des Kalorimeters liegt und bei denen mehrere Hadronen nachgewiesen wurden. Diese Ereignisse werden zur Überprüfung der hadronischen Wechselwirkungsmodelle und zur Bestimmung der Elementzusammensetzung benutzt.

3.1 Simulationsrechnungen

Zum Vergleich verschiedener hadronischer Wechselwirkungsmodelle und zur Ableitung von Größen zur Bestimmung der Massenzusammensetzung wurden umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt. Diese Rechnungen gliedern sich in zwei Teile, eine Simulation der Entwicklung der Luftschauer in der Atmosphäre und eine Simulation der Antwortfunktion der einzelnen Detektoren auf die Sekundärteilchen des Schauers.

3.1.1 Luftschauersimulation

Zur Simulation der Entwicklung der Luftschauer in der Erdatmosphäre wurde das Programm CORSIKA¹ [Capdevielle 92, Knapp 93, Knapp 97] verwendet. Es ist ein Programm zur Simulation von ausgedehnten Luftschauern, die von Photonen, Protonen oder Kernen mit Energien bis zu 10^{17} eV in der Atmosphäre ausgelöst werden. Dabei können die meisten bekannten Teilchen innerhalb von CORSIKA behandelt werden, mit Ausnahme von Teilchen, die c -, b - und t -Quarks enthalten sowie τ -Leptonen.

Der Startpunkt der Teilchen liegt am festgesetzten Rand der Atmosphäre² in 112.8 km Höhe.

¹COsmic Ray SIMulations for KAscade, Version 5.2

²Der Aufbau der Atmosphäre orientiert sich an der US-Standardatmosphäre. Sie besteht aus 78.5 % Stickstoff,

Beim Transport der Teilchen durch die Atmosphäre wird der Energieverlust durch Ionisation und Strahlung, die Vielfachstreuung sowie die Ablenkung im Erdmagnetfeld berücksichtigt. Neben Čerenkov-Photonen können auch Neutrinos explizit erzeugt und durch die Atmosphäre verfolgt werden. Beim Zerfall der Teilchen werden alle bekannten Zerfallskanäle mit Verzweigungsverhältnissen $> 1\%$ berücksichtigt.

Für die Behandlung der elektromagnetischen Komponente gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen können alle Teilchen mit dem Programm EGS4 [Nelson 85] explizit durch die Atmosphäre verfolgt werden. Um Rechenzeit zu sparen, kann die elektromagnetische Komponente auch analytisch beschrieben werden. Die Lateralverteilungen der Elektronen werden dann mittels einer NKG-Funktion (Gleichung 1.13) berechnet. Für diese Arbeit wurde die erste Option gewählt, da für die sich anschließende Detektorsimulation Ort, Energie und Richtung jedes einzelnen Teilchens auf dem Beobachtungsniveau benötigt werden.

Die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen können entweder mit dem ISOBAR-Modell [Grieder 70] oder mit dem Programm GHEISHA [Fesefeldt 85] simuliert werden, letzteres wird für die hier behandelten Rechnungen verwendet, da es bei höheren Energien die zuverlässigeren Ergebnisse ergibt. Für hochenergetische hadronische Wechselwirkungen kann zwischen fünf implementierten Modellen gewählt werden. In dieser Arbeit sollen die Auswirkungen der Unterschiede in den hadronischen Wechselwirkungsmodellen auf die beobachtbaren Größen untersucht und mit gemessenen Daten verglichen werden. Zur Überprüfung von systematischen Abhängigkeiten wurden Simulationsrechnungen mit den Modellen³ VENUS [Werner 93], QGS-JET [Kalmykov 95] und SIBYLL [Fletcher 94] durchgeführt. Im Energiebereich $10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 3.16 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ wurden sowohl für primäre Protonen als auch für Eisenkerne für jedes der drei Modelle jeweils ca. 1800 – 2000 Luftschauer berechnet.

Zur Untersuchung des Einflusses der Masse des Primärteilchens auf die beobachtbaren Größen wurden mit dem Modell VENUS im Energiebereich $10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 10^{16} \text{ eV}$ Simulationen für helium-, sauerstoff- und siliziuminduzierte Luftschauer durchgeführt. Es wurden jeweils ca. 2000 Schauer berechnet⁴. Ziel war es, aus den Daten meßbare hadronische Parameter zur Bestimmung der Elementzusammensetzung abzuleiten. Mit den durchgeführten Simulationsrechnungen wird der gesamte Massenbereich abgedeckt: Protonen und Helium als Vertreter der leichten Elemente, Sauerstoff stellvertretend für die mittelschweren (CNO-Gruppe), Silizium für die schweren und schließlich Eisen als Vertreter der sehr schweren Elemente.

Bei allen Rechnungen liegt der Zenitwinkel Θ gleichverteilt im Intervall $15^\circ \leq \Theta \leq 20^\circ$ ⁵. Hadronen und Myonen werden bis zu Energien von 100 MeV verfolgt. Die Energieschwelle für Elektronen und Photonen beträgt 3 MeV. Der Energiebereich ist in logarithmisch äquidistante Bereiche der Breite $\Delta \lg E_0/\text{GeV} = 0.25$ unterteilt, innerhalb derer die Primärenergie E_0 zufällig gleichverteilt gewählt wird. Das Beobachtungsniveau und das Erdmagnetfeld entsprechen der geographischen Lage von KASCADE. Die Informationen aller Teilchen, die erstes erreichen, werden in eine Datei ausgegeben und können anschließend, wie im folgenden Abschnitt

21.0 % Sauerstoff und 0.5 % Argon.

³Das einfachste phänomenologische Modell HDPM wurde vorerst nicht untersucht, ebenso das Modell DPMJET, da bei diesem z.Zt. noch Änderungen, insbesondere bei der Implementation der Wirkungsquerschnitte vorgenommen werden.

⁴Die Ergebnisse der durchgeführten Simulationsrechnungen sind zum Teil durch größere statistische Fluktuationen gekennzeichnet, eine Erhöhung der Statistik wäre also wünschenswert. Die Rechnungen (Luftschauersimulation und Detektorsimulation) sind jedoch durch die verfügbare Kapazität des Computer-Systemes begrenzt. Die Rechenzeit betrug über 4000 h CPU-Zeit auf einer DEC-Alpha-Workstation (266 MHz). Dabei wurden über 170 GByte Daten erzeugt.

⁵Für den Azimutwinkel gilt $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$.

beschrieben, weiter verarbeitet werden.

3.1.2 Detektorsimulation

Zum Verständnis der Detektorantwort werden für die mit CORSIKA berechneten Luftschauer alle Teilchen, die das Beobachtungsniveau erreichen, in einer detaillierten Detektorsimulation behandelt. Hierzu wird das Programm CRES⁶ verwendet. Es basiert auf dem Detektorsimulationsprogramm GEANT⁷ [GEANT 93], innerhalb dessen für die hadronische Wechselwirkung das Programm FLUKA [Ranft 83] gewählt wird. Alle relevanten aktiven und passiven Detektorkomponenten einschließlich des Erdbodens sind entsprechend des realen Aufbaues von KASCADE in CRES modelliert. Alle Wechselwirkungen der Teilchen werden in den entsprechenden Medien berücksichtigt. Das Programm berechnet die in jedem Detektorkanal deponierte Energie bzw. bei den Violdrahtproportionalkammern die Zahl der angesprochenen Drähte. Die Ankunftszeiten der einzelnen Teilchen in den Detektoren werden unter Zuhilfenahme der gemessenen Zeitauflösungen bestimmt.

Zur Simulation der Kalorimetersignale wurde das Programm GEANT erweitert. Die maximale Multiplizität bei einer Wechselwirkung und die maximale Teilchenzahl wurden erhöht [Gabriel 96], da innerhalb eines hochenergetischen Luftschauers sehr viele, zum Teil auch sehr hochenergetische Sekundärteilchen entstehen. Bei der Bestimmung der deponierten Energie in den Ionisationskammern wird die Signaldämpfung starkionisierender Teilchen nach Abschnitt 2.1.1 berücksichtigt.

In dieser Arbeit werden Luftschauer untersucht, deren Zentrum im Kalorimeter liegt. Die von CORSIKA generierten Luftschauer werden deshalb in den Simulationsrechnungen gleichverteilt innerhalb einer Fläche, deren Ausdehnung den Grundriß des Kalorimeters in allen Richtungen um 2 m übersteigt, in die Detektoranordnung injiziert. Die Energieschwelle für Elektronen, Photonen, Myonen und Hadronen beträgt in den Rechnungen jeweils 1 MeV. Vom Standardwert für Hadronen (10 MeV) wurde abgewichen, da niederenergetische Neutronen, die im Anschluß an eine Hadron-Kern-Wechselwirkung abgedampft werden, die Energiedeposition in den Ionisationskammern des Kalorimeters merklich beeinflussen können. Um die Daten möglichst realistisch zu modellieren, wird das elektronische Rauschen der Ionisationskammern berücksichtigt. Es wird hierfür ein Mittelwert aus gemessenen Daten von 0.6 MeV angenommen.

Nach Anwendung dieser zweistufigen Simulationsrechnungen stehen für jedes in die Atmosphäre injizierte Primärteilchen die Energiedepositionen in den einzelnen Detektorkanälen⁸ und die Ankunftszeiten der Teilchen in den Detektoren zur Verfügung. Die simulierten Antworten der Detektoren werden im gleichen Format⁹ wie die gemessenen Daten nach ihrer Kalibration erzeugt. Simulationen und Messungen können so bereits auf der Ebene der Detektorsignale miteinander verglichen werden. Die Rekonstruktions- und Analysealgorithmen werden in gleicher Weise auf gemessene und simulierte Daten angewandt. Durch diese Gleichbehandlung werden systematische Fehler verringert, und die Interpretation der gemessenen Daten wird erleichtert.

⁶Cosmic Ray Event Simulation, Version 1.14/03

⁷Version 3.21/04

⁸Bzw. die Zahl der angesprochenen Drähte in den Violdrahtproportionalkammern.

⁹Unter Zuhilfenahme des Programmpaketes ZEBRA [ZEBRA 93].

3.2 Datennahme

Die Datenauslese von KASCADE kann durch verschiedene Trigger ausgelöst werden. Insbesondere wird sie für die Ionisationskammern gestartet, wenn mindestens eine der nachfolgenden Bedingungen erfüllt ist:

1. In der Triggerebene wurden in mindestens acht der 456 Szintillationszähler mehr als $1/3$ des Signales eines minimalionisierenden Teilchens ($\Delta E_{mip} = 6.44$ MeV) deponiert.
2. Mindestens ein Szintillationszähler der Triggerebene hat oberhalb der Hadronschwelle von 320 MeV angesprochen.
3. In mindestens acht der 50 Szintillationszähler des Top-Clusters wurden mindestens $1/3$ der Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens nachgewiesen.
4. Im Szintillatorarray wurde in mindestens einem Cluster ein Multiplizitätstrigger erfüllt. Dieser spricht an, wenn in 30 von 60 e/γ -Detektoren in einem der inneren oder in 15 von 32 e/γ -Detektoren in einem der äußeren Cluster mindestens die Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens nachgewiesen wurde.

Für diese Arbeit werden Daten untersucht, die von Oktober 1996 bis August 1997 genommen wurden. Da das Kalorimeter zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig bestückt war, wird ein aktiver Bereich von 11×16 m² mit ca. 22 000 elektronischen Kanälen für die Analyse berücksichtigt. In diesem Zeitraum wurden in ungefähr 4260 h effektiver Meßzeit etwa $36.5 \cdot 10^6$ Ereignisse aufgezeichnet. Davon wurden in $1.94 \cdot 10^6$ Ereignissen mindestens ein Hadron im Kalorimeter rekonstruiert. Nach Anwendung der unten beschriebenen Schnitte verbleiben noch etwa 14 000 Ereignisse, die für die weitere Analyse in dieser Arbeit verwendet werden. Für diese Ereignisse ergibt sich eine mittlere Rate von ca. $1/(18$ min). Die starke Reduktion hat ihre Ursache darin, daß ausschließlich Schauer mit Zentrum innerhalb des Kalorimeters selektiert werden, bei denen mehrere Hadronen rekonstruiert worden sind.

3.3 Rekonstruktion der Daten

Zur Rekonstruktion von physikalischen Observablen aus den gemessenen Signalen der einzelnen Detektorsysteme wurde das Programm KRETA¹⁰ entwickelt. In ihm sind die Algorithmen für die Standardanalyse aller Detektorkomponenten von KASCADE vereinigt. Die Signale können in mehreren Schritten analysiert werden, zur Optimierung der Resultate eines Telexperimentes können Zwischenergebnisse anderer Komponenten berücksichtigt werden.

Alle zur Rekonstruktion benötigten Geometrie- und Kalibrationskonstanten sowie der Status der einzelnen Detektoren werden in einer Datenbank verwaltet, die auf dem Programmpaket HEPDB¹¹ [HEPDB 94] basiert. Im Falle des Kalorimeters erlauben Schnittstellen zwischen dieser Datenbank und dem Datennahmeprogramm MONIKA, den aktuellen Zustand des Detektors in einfacher Art und Weise zu dokumentieren. Im Programm KRETA kann somit für jedes Ereignis die entsprechende Detektorgeometrie und der jeweils aktuelle Satz von Parametern berücksichtigt werden.

¹⁰Kascade Reconstruction for ExTensive Airshowers. Für diese Arbeit wird Version 1.13/10 verwendet.

¹¹High Energy Physics Data Base

3.3.1 Rekonstruktion von Hadronen im Kalorimeter

Zur Rekonstruktion der Hadronen wird ein Algorithmus verwendet, der von J. Unger für den effizienten Hadronnachweis im Zentrum ausgedehnter Luftschauer konzipiert und für große Hadronendichten optimiert wurde [Unger 97]. Zusätzlich steht im Rahmen der Standardanalyse ein zweiter Algorithmus zur Verfügung, der von H.H. Mielke für die Rekonstruktion einzelner, unbegleiteter Hadronen mit optimaler Energie-, Orts- und Winkelauflösung ausgelegt wurde [Mielke 94, Mielke 96].

Prinzip

Der Algorithmus von J. Unger¹² verwendet nur Energiedepositionen der oberen sieben Ebenen, da die unterste Ebene noch nicht vollständig mit Ionisationskammern bestückt ist. In allen Ebenen werden zunächst lokale Maxima der Energiedeposition mit $E_{dep} > 5$ MeV bestimmt, dazu wird jeweils ein Bereich mit einem „Radius“ von einem Kanal berücksichtigt. Mit Hilfe der lokalen Maxima in den obersten drei Ebenen wird zunächst versucht, eine vorläufige Suchrichtung zu bestimmen. Mittels dieser Richtung wird, vom größten lokalen Maximum in den ersten drei Lagen ausgehend, der Durchstoßpunkt in der darunterliegenden Ebene bestimmt. In dessen Umgebung wird bis zu einem Abstand von einem Kanal nach weiteren lokalen Maxima gesucht, von denen das größte wiederum als Ausgangspunkt für die Suche in der nächst tieferen Lage dient. Aus den gefundenen Maxima wird durch Anpassen einer Verbindungsgeraden die Suchrichtung bestimmt.

Im weiteren wird versucht, die lokalen Maxima in den einzelnen Ebenen zu Spuren von Hadronen zusammenzufassen. Ausgehend von den Maxima in der siebten Ebene werden alle lokalen Maxima als Ausgangspunkte für mögliche Spuren untersucht. Für jedes Maximum wird unter Berücksichtigung der acht Umgebungskanäle ein Energieschwerpunkt berechnet. Ausgehend von diesem wird durch Extrapolation entlang der zuvor bestimmten Suchrichtung in der darüberliegenden Ebene das Zentrum eines neun Kanäle überdeckenden Suchbereiches festgelegt. Innerhalb dieses wird das, dem Zentrum am nächsten liegende, lokale Maximum bestimmt, welches wiederum als Ausgangspunkt für die Suche in der nächst höheren Lage dient. Durch Fluktuationen in der Entwicklung der hadronischen Schauer kann es vorkommen, daß in einer Ebene im untersuchten Bereich kein Maximum gefunden wird, das Verfahren wird dann für die darüberliegende Ebene wiederholt.

Es werden letztendlich nur solche Spuren akzeptiert, die in mindestens drei Ebenen Energiedepositionen aufweisen und bei denen zwischen den einzelnen Spurpunkten jeweils höchstens eine Ebene ohne Energieeintrag liegt. Zur Unterdrückung von Myonen müssen bei mehr als 30 % der Spurpunkte in einem Umkreis von einem Kanal jeweils mindestens zwei Kanäle einen Energieeintrag von mehr als 2 MeV aufweisen. Auf diese Art und Weise werden alle Ebenen des Kalorimeters in die Spurrekonstruktion mit einbezogen. Energiedepositionen, die bereits einer Spur zugeordnet sind, werden im weiteren nicht mehr berücksichtigt.

¹²Im folgenden wird die aktuell im Rekonstruktionsprogramm implementierte Version beschrieben, diese weicht zum Teil von der Originalversion [Unger 97] ab.

Ort und Richtung

Für die so gefundenen Hadronspuren wird in den obersten drei zu einer Spur gehörenden Ebenen¹³ in einem Umkreis von einem Kanal um das lokale Maximum ein Energieschwerpunkt gebildet. Zur Unterdrückung von elektromagnetischem Untergrund wird dabei die oberste Lage im Kalorimeter nicht berücksichtigt. Durch Anpassung einer Ausgleichsgeraden an die Schwerpunkte erhält man die Richtung und die Auftreffpunkte der Hadronen auf den Bleiabsorber des Kalorimeters. Die mit dem Algorithmus erreichbare Ortsauflösung Δr und Winkelauflösung $\Delta\alpha$ hängen neben der Energie der Hadronen auch von ihrem Zenitwinkel ab. Für einen typischen Winkel von $\Theta = 18^\circ$ betragen die Auflösungen $\Delta\alpha \approx 12^\circ$ und $\Delta r \approx 14$ cm für $E_H = 100$ GeV und verbessern sich auf $\Delta\alpha \approx 5^\circ$ und $\Delta r \approx 9$ cm bei $E_H = 1$ TeV. Die mittlere Richtung der Hadronen gibt die Schauerichtung mit einer Ungenauigkeit von ca. 6° wieder.

Die Trennung zweier Hadronen ist durch die laterale Ausdehnung der hadronischen Kaskaden im Absorber begrenzt. Diese beträgt etwa eine mittlere Wechselwirkungslänge¹⁴ ($r \approx 30$ cm). Für das vorliegende Kalorimeter können zwei Hadronen mit Energien im 100 GeV-Bereich bei einem Abstand von 40 cm mit 50 % Wahrscheinlichkeit getrennt werden. Höherenergetische Hadronen lassen sich besser trennen.

Energie

Für alle gefundenen Spuren wird die Energie weiterer Kanäle oberhalb einer Schwelle von 2 MeV in einem Umkreis von vier Kanälen ebenenweise zur gefundenen Hadronspur addiert. Falls es in diesem Umkreis mehrere Spuren gibt, werden die Energiedepositionen dazwischenliegender Kanäle proportional zu gemessenen Lateralverteilungen der hadronischen Energie [Locher 95] auf die einzelnen Spuren verteilt.

Die Energie in den einzelnen Ebenen wird für jede Spur zu einer gewichteten Energiesumme addiert. Das Gewicht ist proportional zur Dicke des direkt darüberliegenden Absorbers¹⁵. Die oberste Ebene von Ionisationskammern wird hierbei nicht berücksichtigt, da ein Teil der elektromagnetischen Energie in Luftschauern bis in die erste Ionisationskammerebene¹⁶ dringt und so die Energiesumme für die Hadronen verfälschen würde.

Bei der Umrechnung der gewichteten Energiesumme E_g in die Energie des Hadrons E_H stützt man sich auf Simulationsrechnungen [Unger 97, Mielke 96]. Diese ergeben im Bereich $0^\circ \leq \Theta \leq 30^\circ$ keine signifikante Abhängigkeit der Energiesumme vom Zenitwinkel Θ der Hadronen [Mielke 96, Holst 97]. Der Umrechnungsfaktor $f = E_H/E_g$ läßt sich mittels der Funktion

$$f(E_g) = 162.81 + \frac{701.91}{\sqrt{E_g/\text{MeV}}} \quad (3.1)$$

parametrisieren [Holst 97]. Mit diesem Verfahren wird für das KASCADE-Kalorimeter eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E_H)}{E_H} = 13.7 \% + \frac{152.1 \%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (3.2)$$

¹³Dies müssen nicht notwendigerweise die obersten drei Ebenen im Kalorimeter sein.

¹⁴Gemittelt über die Struktur des Kalorimeters mit seinen unterschiedlichen Materialien ergibt sich der Wert $\bar{\lambda}_I = 28.7$ cm.

¹⁵Die Gewichte geben die Absorberdicke in hadronischen Wechselwirkungslängen an, normiert auf die Dicke eines 12 cm dicken Eisenabsorbers. Sie betragen von oben nach unten: 1.44, 1, 2, 1, 2, 3, 3, 3.94

¹⁶Abgeschirmt durch ca. 16 Strahlungslängen Absorbermaterial.

erreicht, d.h. für typische Energien von 100 GeV und 10 TeV ergeben sich Auflösungen von 30 % bzw. 15 %.

Die Effizienz der Rekonstruktion steigt von ca. 15 % bei $E_H = 25$ GeV auf 70 % bei $E_H = 50$ GeV und beträgt ab einer Hadronenergie von 100 GeV nahezu 100 %.

Bestimmung der Lage des Schauerzentrums

Die elektromagnetische Schauerkomponente weist am Erdboden die größten Teilchenzahlen und damit die geringsten statistischen Fluktuationen auf. Sie eignet sich deshalb besonders gut zur Lokalisierung des Schauerzentrums. In der obersten Ebene von Ionisationskammern wird für Schauer mit Primärenergien oberhalb einiger 10^{14} eV durch die elektromagnetische und hadronische Komponente genügend Energie deponiert, um dort das Schauerzentrum zu bestimmen.

Der hierzu verwendete Algorithmus ist sensitiv auf die Topologie der Energiedepositionen in der obersten Lage des Kalorimeters [Unger 97]. Der Schwerpunkt der Energie muß mindestens 1 m innerhalb der aktiven Fläche des Kalorimeters liegen. Zusätzlich müssen in einer 24 Kanäle umfassenden, rechteckigen Umgebung des Kanales, in dem der Schwerpunkt liegt, mindestens 20 Kanäle eine Energiedeposition von jeweils mehr als 2 MeV aufweisen, die Summe ihrer Energiedepositionen muß mehr als 100 MeV betragen. Aufgrund der feinen Segmentierung des Kalorimeters verbessert sich die Rekonstruktionsgenauigkeit gegenüber der mit dem Szintillatorarray erreichten um etwa 0.5 m.

3.3.2 Rekonstruktionen im Szintillatorarray

Mit dem Szintillatorarray wird der Ort des Schauerzentrums, die Schauerrichtung sowie die Gesamtzahl der Elektronen und Myonen bestimmt. Da die Energiedepositionen in den Elektron- und Myondetektoren jeweils auch durch andere Teilchensorten beeinflusst werden, wird zur Umrechnung von Energie in absolute Teilchenzahlen ein dreistufiges Verfahren verwendet. Es basiert auf Energiekorrekturfunktionen, die aus Simulationsrechnungen gewonnen werden. Sie berücksichtigen die Energiedepositionen begleitender Teilchen, wie Photonen und Hadronen, den relativistischen Anstieg der Ionisationsverluste und den elektromagnetischen Untergrund in den Myondetektoren als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum [Glasstetter 97, Weber 97].

Im ersten Schritt werden unkorrigierte Daten verwendet, um eine schnelle Abschätzung für die Schauerparameter zu erhalten, die als Startwerte für nachfolgende Anpassungsrechnungen dienen. Die Position des Schauerzentrums wird durch ein neuronales Netzwerk [Mayer 92] oder mittels einer Schwerpunktmethode bestimmt. Die Schauerrichtung wird durch Anpassung eines Kegels an die Ankunftszeiten der Elektronen berechnet. Die Zahl der Elektronen und Myonen wird aus einer Parametrisierung der Energiedepositionen gewonnen.

An die unkorrigierten Elektronendichten wird in der zweiten Stufe eine NKG-Funktion (siehe Gleichung 1.13) mit einem Molière-Radius $r_m = 79$ m im Radiusbereich¹⁷ $10 \text{ m} \leq r \leq 150 \text{ m}$ angepaßt. Dieses Ergebnis wird zur Abschätzung einer Elektronendichte in den Myondetektoren unterhalb der Abschirmung verwendet, und die Zahl der Myonen wird entsprechend korrigiert.

¹⁷Die Untergrenze des Bereiches wird durch den begrenzten dynamischen Bereich der Szintillatoren und die hohen Teilchendichten im Schauerzentrum gegeben, seine Obergrenze durch die Verlässlichkeit der lateralen Energiekorrekturfunktionen.

Die Myondichte wird durch Anpassung einer Greisen-Funktion

$$\rho_\mu(r) \propto r^{-S} \left(1 + \frac{r}{320 \text{ m}}\right)^{2.5} \quad \text{mit} \quad S = f(\Theta, N_e) \quad (3.3)$$

im Radiusbereich¹⁸ $40 \text{ m} \leq r \leq 200 \text{ m}$ beschrieben. Hierbei wird ein Steigungsparameter S verwendet, der aus Simulationsrechnungen gewonnen wird und vom Zenitwinkel Θ und von der Zahl der Elektronen N_e abhängt.

Unter Zuhilfenahme der Myondichte kann schließlich im dritten Schritt die Energiedeposition in den e/γ -Detektoren auf den myonischen Anteil korrigiert werden, und eine abschließende Anpassung einer NKG-Funktion liefert die reale Zahl der Elektronen. Dieses Ergebnis wird nun wiederum verwendet, um die Energiedepositionen in den Myondetektoren zu korrigieren. Die Myondichten werden durch nochmalige Anpassung einer Greisen-Funktion bestimmt. Durch Integration dieser Funktion im Bereich $0 \leq r \leq \infty$ erhält man die totale Myonzahl N_μ . Zusätzlich wird eine gestutzte Myonzahl N'_μ durch Integration im Radiusbereich $40 \text{ m} \leq r \leq 200 \text{ m}$ berechnet. Diese beträgt ca. ein Drittel der totalen Myonzahl N_μ . Sie ist frei von systematischen Unsicherheiten, die infolge der Extrapolationen außerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektorfeldes auftreten.

3.4 Genauigkeit der Rekonstruktion

Um die Ergebnisse der beiden folgenden Kapitel richtig einordnen zu können, seien die Unsicherheiten bei der Rekonstruktion einiger wichtiger Größen an dieser Stelle diskutiert.

3.4.1 Schauerzentrum

Die Lage des Schauerzentrums ist eine wichtige Größe, sie spielt zum Beispiel bei der Bestimmung von Lateralverteilungen eine entscheidende Rolle. Das Schauerzentrum wird in der Regel durch das Szintillatorarray bestimmt. Zusätzlich kann es, wie in Abschnitt 3.3.1 dargelegt, mittels des Kalorimeters durch die Energiedepositionen der elektromagnetischen Komponente in der obersten Lage von Ionisationskammern rekonstruiert werden. Dies erfordert hohe Energieeinträge in dieser Ebene. Die Methode funktioniert deshalb nur bei hohen Primärenergien zuverlässig. In dieser Arbeit wird eine Kombination beider Methoden verwendet. Falls möglich, wird das Ergebnis des Kalorimeters, sonst dasjenige des Szintillatorarrays benutzt.

Die mittlere Abweichung des rekonstruierten Schauerzentrums vom realen Zentrum wurde mit Simulationsrechnungen bestimmt. Diese ist in Abbildung 3.1 als Funktion der Primärenergie E_0 aufgetragen. Die Abbildung zeigt als Beispiel Ergebnisse von VENUS-Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Luftschauber. Neben den Ergebnissen der kombinierten Methode ist die Genauigkeit der Rekonstruktion des Arrays angegeben. Die Auflösung beträgt bei $E_0 = 10^{14} \text{ eV}$ $\Delta r \approx 5 \text{ m}$ für eisen- und $\Delta r \approx 2.5 \text{ m}$ für protoninduzierte Schauer. Für $E_0 = 10^{16} \text{ eV}$ verbessern sich die Werte in beiden Fällen auf $\Delta r \approx 0.5 \text{ m}$. Der Abbildung entnimmt man, daß die Verwendung der Rekonstruktionsergebnisse aus dem Kalorimeter zu einer Verbesserung der Positionsbestimmung um etwa 0.5 m führt.

¹⁸Für $r < 40 \text{ m}$ wird die Energiedeposition in den Myondetektoren durch Hadronen und Elektronen dominiert. Die Obergrenze repräsentiert die geometrische Akzeptanz des Detektorfeldes.

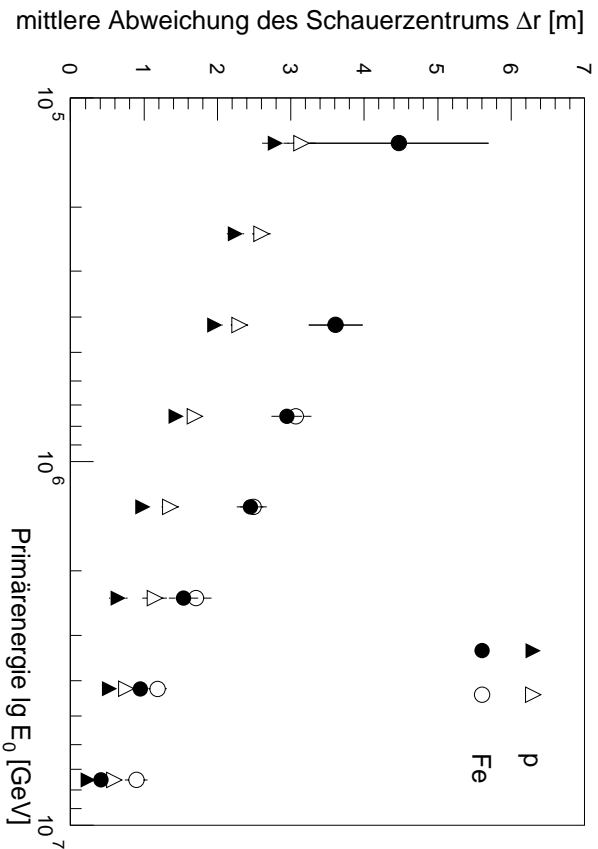


Abbildung 3.1: Mittlerer Fehler der Bestimmung des Schauerzentrums durch das Array (offene Symbole) und durch eine Kombination aus Array und Kalorimeter (ausgefüllte Symbole) als Funktion von der Primärenergie E_0 . Die Werte stammen aus VENUS-Simulationen für proton- und eiseninduzierte Luftschauer.

3.4.2 Globale Schauergrößen

Für die weitere Analyse werden die Daten in Intervalle der globalen Schauergrößen Elektronenzahl N_e , gestutzte Myonenzahl N'_μ und hadronische Energiesumme ΣE_H unterteilt. Die Rekonstruktionsgenauigkeit dieser Größen wurde mit Simulationsrechnungen im Energiebereich $10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 3.16 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ bestimmt. Die unterschiedlichen Wechselwirkungsmodelle zeigen für alle drei Größen das gleiche Verhalten. Als Beispiel sind in Abbildung 3.2 die berechneten Auflösungen für das Modell QGSJET angegeben. Es wurde über proton- und eiseninduzierte Schauer gleicher Anzahl gemittelt. Die Simulationsergebnisse lassen sich durch Anpassen der Funktion

$$\frac{\sigma(x_i)}{x_i} = a + \frac{b}{\sqrt{x_i}} \quad \text{mit} \quad x_{1..3} = N_e, N'_\mu, \frac{\Sigma E_H}{\text{GeV}} \quad (3.4)$$

beschreiben. Die Parameter a und b sind jeweils in den Schaubildern angegeben.

Die Rekonstruktionsgenauigkeit der Zahl der Elektronen N_e bewegt sich zwischen 5 % und 20 %. Aufgrund der großen Zahl der Elektronen in einem Schauer läßt sich N_e am genauesten bestimmen, da hier die geringsten statistischen Fluktuationen auftreten.

Die Zahl der Myonen kann in Abhängigkeit von der Schauergröße bzw. der Primärenergie mit dem Szintillatorarray mit einer Genauigkeit von $\approx 10\% - 40\%$ bestimmt werden. Die Auflösung läßt sich durch Vergrößerung der Nachweisfläche verbessern. Deshalb sollen die Viadratportionalkammern, die Trigger Ebene und die Detektoren im Myontunnel in Zukunft zusätzlich zur Rekonstruktion der Myonzahl benutzt werden.

Die hadronische Energiesumme ΣE_H wird für jeden Schauer durch Integration der lateralen Energiedichte im Kalorimeter bestimmt. Die Auflösung beträgt für den in der vorliegenden Arbeit benutzten Teil des Kalorimeters je nach Energie $\approx 5\% - 40\%$. Sie wird sich für das komplett ausgebauten Kalorimeter weiter verbessern.

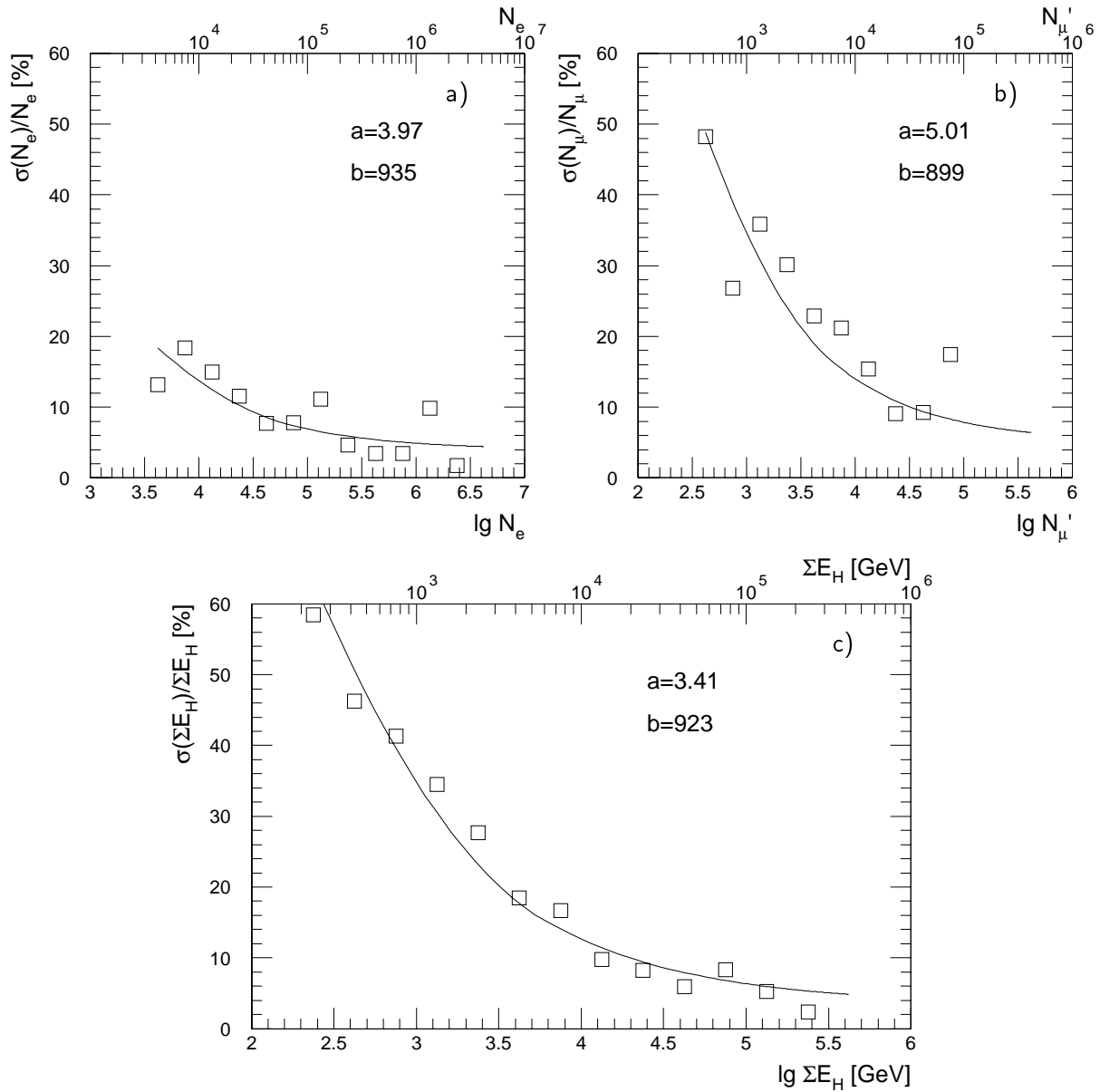


Abbildung 3.2: Genauigkeit der Rekonstruktion globaler Schauergrößen. Die Streuung der relativen Abweichung von wahrer zu rekonstruierter Schauergröße ist für die Elektronenzahl N_e (a), die totale Myonzahl N_μ (b) und die hadronische Energiesumme $\sum E_H$ (c) aufgetragen. Die Punkte repräsentieren QGSJET-Rechnungen, bei denen über proton- und eiseninduzierte Schauer gleicher Anzahl gemittelt wurde. Zur Parametrisierung werden Funktionen nach Gleichung 3.4 verwendet, deren Parameter a und b angegeben sind.

3.5 Selektion der Daten und Effizienz

Für die Analyse der Struktur der hadronischen Schauerkerne werden Ereignisse selektiert, bei denen das Kalorimeter zentral getroffen wurde und gleichzeitig mehrere Hadronen nachgewiesen wurden. Die Ereignisse müssen den folgenden Bedingungen genügen:

1. Im Kalorimeter werden mindestens drei Hadronen mit einer Energie $E_H \geq 50$ GeV rekonstruiert ($N_H \geq 3$).

2. Das durch das Szintillatortarray bestimmte Schauerzentrum liegt höchstens 1.5 m außerhalb der aktiven Kalorimeterfläche¹⁹ ($|x| \leq 700$ cm; $|y| \leq 950$ cm).
3. Der durch das Szintillatortarray bestimmte Zenitwinkel Θ beträgt $\Theta < 30^\circ$.
4. Falls möglich, wird das Schauerzentrum mit dem Kalorimeter bestimmt, sonst wird der Wert des Arrays verwendet. Das so ermittelte Schauerzentrum liegt mindestens 50 cm innerhalb der aktiven Fläche des Kalorimeters ($|x| \leq 500$ cm; $|y| \leq 750$ cm).

Diese Bedingungen werden auf gemessene und simulierte Daten in gleicher Art und Weise angewandt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Luftschauer, also der Anteil der Schauer, die diese Bedingungen erfüllen, wurde durch Simulationsrechnungen bestimmt. Die Effizienz ist in Abbildung 3.3 als Funktion der Primärenergie für verschiedene Primärteilchentypen aufgetragen. Die Kurven wurden durch Anpassen der Funktion

$$\epsilon = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E_0 - E_S}{s}}} \quad (3.5)$$

an Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit dem Modell VENUS bestimmt. Die Schwellenenergie E_S gibt die Energie an, bei der die Effizienz 50 % beträgt.

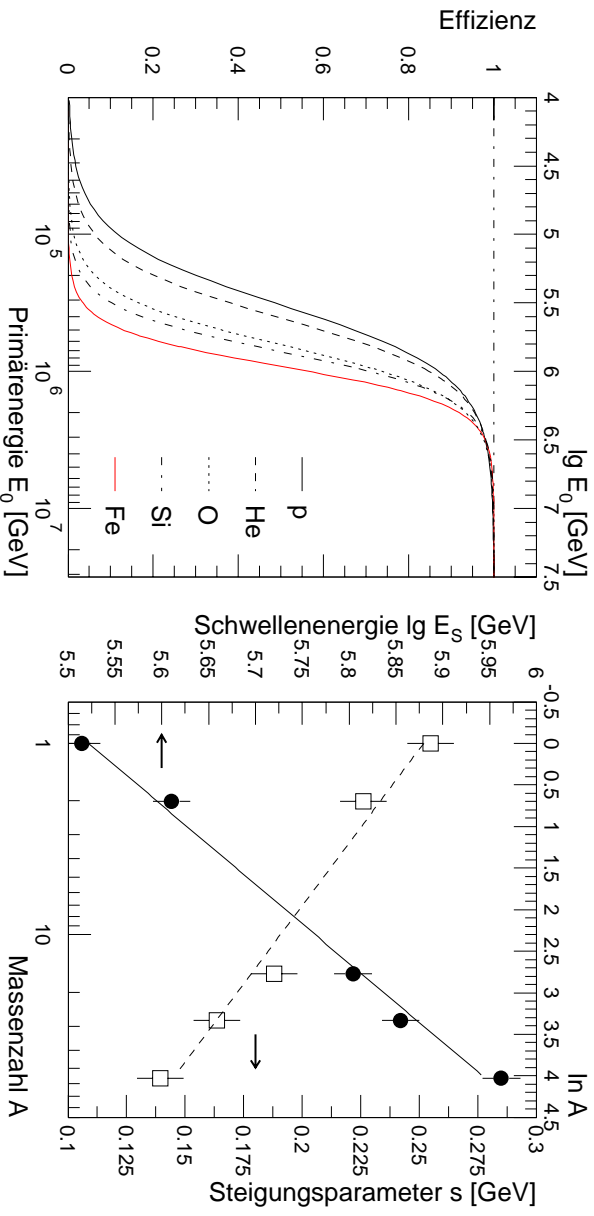


Abbildung 3.3: Nachweiswahrscheinlichkeit für Luftschauer unterschiedlicher Primärteilchen. Die Effizienz ist als Funktion der Primärenergie E_0 dargestellt (links). An VENUS-Simulationsrechnungen für fünf Primärteilchentypen sind Funktionen nach Gleichung 3.5 angepaßt. Die Schwellenenergie ist E_S als Funktion der Masse A des Primärteilchens dargestellt (rechts, ausgefüllte Symbole). Zusätzlich ist der Steigungsparameter s als Funktion der Massenzahl angegeben (offene Symbole).

Die Abhängigkeit der Schwellenenergie von der Masse des Primärteilchens A läßt sich mittels der Funktion

$$\lg(E_S/\text{GeV}) = a + b \ln A \quad \text{mit} \quad a = 5.52 \quad \text{und} \quad b = 0.105 \quad (3.6)$$

¹⁹Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystemes liegt in der Mitte des Kalorimeters. Der aktive Bereich erstreckt sich in diesen Koordinaten über die Intervalle ($|x| \leq 550$ cm; $|y| \leq 800$ cm).

parametrisieren, sie ist in Abbildung 3.3 rechts dargestellt. Die Schwellenenergie beträgt für protoninduzierte Schauer $E_S = 3.4 \cdot 10^{14}$ eV und steigt mit zunehmender Masse an, bis sie für eiseninduzierte Schauer den Wert $E_S = 8.9 \cdot 10^{14}$ eV erreicht.

Für die weiteren Analysen wird ebenfalls eine Parametrisierung des Steigungsparameters s als Funktion der Primärmasse benötigt

$$\lg(s/\text{GeV}) = c + d \ln A \quad \text{mit} \quad c = 0.252 \quad \text{und} \quad d = -2.65 \cdot 10^{-2} \quad . \quad (3.7)$$

Diese Abhängigkeit ist zusätzlich in Abbildung 3.3 rechts veranschaulicht.

Der Einfluß der unterschiedlichen Modelle auf die Effizienz wurde ebenfalls untersucht. Die Effizienz für proton- und eiseninduzierte Schauer ist in Abbildung 3.4 als Funktion der Energie für die Wechselwirkungsmodelle VENUS, QGSJET und SIBYLL aufgetragen. An die Simulationsdaten wurden wieder Funktionen nach Gleichung 3.5 angepaßt. Die unterschiedlichen Modelle ergeben eine Streuung der Effizienzkurven. Die Werte für E_S schwanken zwischen $3.4 \cdot 10^{14}$ eV und $4.5 \cdot 10^{14}$ eV für protoninduzierte Schauer sowie zwischen $6.7 \cdot 10^{14}$ eV und $8.9 \cdot 10^{14}$ eV für eiseninduzierte Schauer.

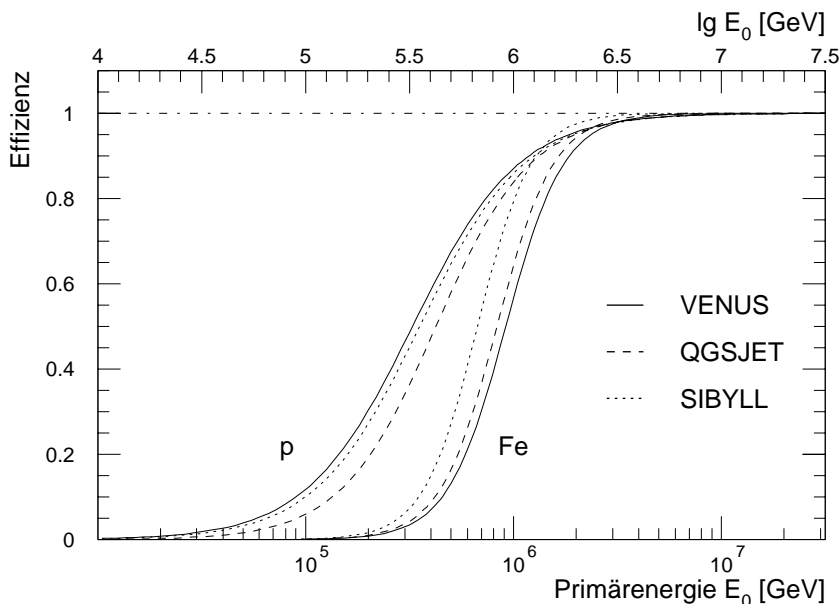


Abbildung 3.4: Effizienz für Luftschauer verschiedener Wechselwirkungsmodelle als Funktion der Primärenergie E_0 . Es sind jeweils die Ergebnisse für primäre Protonen und Eisenkerne dargestellt.

Die berechnete Effizienz hängt also sowohl vom hadronischen Wechselwirkungsmodell als auch von der Masse des Primärteilchens ab.

3.6 Überwachung der Detektoreigenschaften

Um aus den gemessenen Größen verlässliche physikalische Aussagen ableiten zu können, ist eine stabile und einwandfreie Funktion des Detektors eine wichtige Voraussetzung. Die Kennlinien der über 22 000 elektronischen Kanäle werden bei der Kalibration einzeln einer Sichtprüfung unterzogen, um defekte Kanäle zu detektieren, bei denen die Ionisationskammer oder die elektronische Verstärkerkette Fehlverhalten zeigen. Zusätzlich werden zur Überwachung des Detektors weitere

Verfahren angewendet, von denen einige im folgenden genauer diskutiert werden. Während der gesamten Meßzeit waren weniger als 1 % aller Kanäle ausgefallen.

3.6.1 Dynamischer Bereich der Ionisationskammern

Die minimal nachweisbare Energiedeposition in einem Kanal ist von der Auflösung der Analog-Digital-Konverter bei kleinen Ladungen abhängig. Eine Häufigkeitsverteilung der minimal nachweisbaren Energiedeposition für alle Kanäle des Kalorimeters ist in Abbildung 3.5 wiedergegeben. Hierfür ist die kleinste meßbare Ladung je Kanal in äquivalenter Energiedeposition angegeben. Ihr wahrscheinlichster Wert beträgt mit $E_{min} = 0.18$ MeV weniger als 1/4 der Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens.

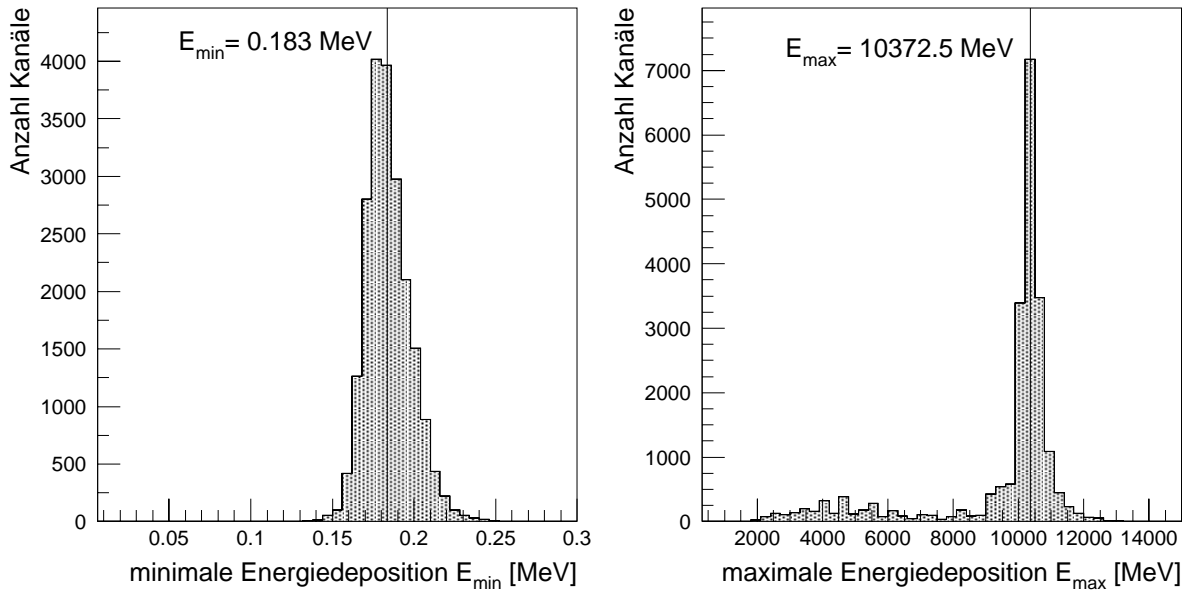


Abbildung 3.5: Häufigkeitsverteilung für die minimale und maximale Energiedeposition der über 22 000 elektronischen Kanäle. Die minimal und maximal meßbare Ladung je Kanal ist in äquivalenter Energiedeposition angegeben.

Der dynamische Bereich der Ionisationskammern wird durch die Verstärkerelektronik nach oben begrenzt. Beim überwiegenden Teil der Kanäle geschieht dies dadurch, daß für sehr hohe Energiedepositionen das Meßbereichsende des Analog-Digital-Konverters von 8192 Kanälen erreicht wird. Die Kennlinien einiger Kanäle zeigen jedoch bei sehr hohen Energiedepositionen bereits Sättigung in den Vor- oder Hauptverstärkern. Bei der elektronischen Kalibration wird deshalb ein maximaler ADC-Wert ermittelt, bis zu dem die Kalibration gültig ist. Unter Zuhilfenahme der elektronischen und physikalischen Kalibrationskonstanten kann diese Obergrenze in eine maximal meßbare deponierte Energie umgerechnet werden. Eine Häufigkeitsverteilung dieser Maximalenergie ist in Abbildung 3.5 für alle elektronischen Kanäle angegeben. Der wahrscheinlichste Wert wurde durch Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt und beträgt $E_{max} = 10.4$ GeV/Kanal oder entsprechend $\rho_{max}^E = 166$ GeV/m².

Der dynamische Bereich der Ionisationskammern bzw. der Elektronik ergibt sich aus dem Verhältnis von maximal zu minimal nachweisbarer Energiedeposition zu $D = 5.8 \cdot 10^4$.

Die Kontrolle des dynamischen Bereiches während der Messung erfolgt mittels Häufigkeitsver-

teilungen für die deponierte Energie pro Kanal in jeder der acht Ionisationskammerebenen. Die ausgewählten Schauer werden dazu in logarithmisch äquidistante Intervalle der Myonzahl N'_μ im Bereich $2 \leq \lg N'_\mu \leq 6$ unterteilt. Diese Verteilungen werden mit Simulationsrechnungen verglichen. Die unterschiedlichen Modelle zeigen dabei qualitativ das gleiche Verhalten. Als Beispiel sind in Abbildung 3.6 Häufigkeitsverteilungen für die oberste Ebene aufgetragen. Diese ist besonders kritisch, da sie bei einem Luftschauer die höchsten Energieeinträge enthält. Die gemessenen Werte werden mit den Ergebnissen aus Simulationsrechnungen mit VENUS für proton- und eiseninduzierte Luftschauer verglichen. Die beiden N'_μ -Intervalle entsprechen Primärenergien von $E_0 \approx 7.2 \cdot 10^{15}$ eV und $E_0 \approx 1.3 \cdot 10^{16}$ eV.

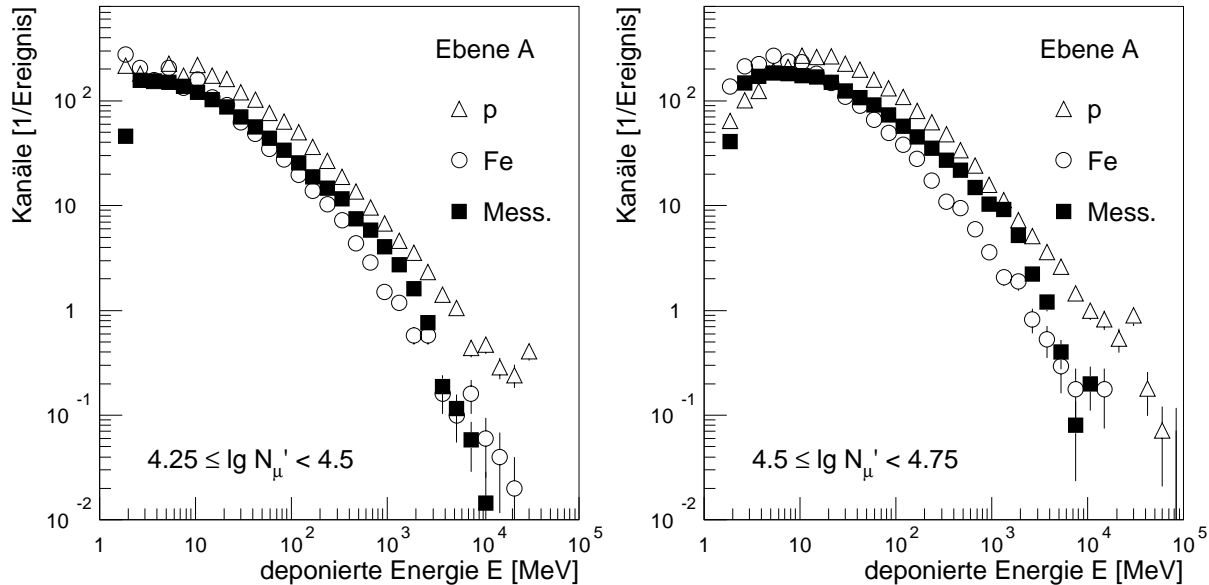


Abbildung 3.6: Anzahl von Kanälen mit Energiedeposition E in der Ebene A des Kalorimeters für Schauer mit Myonzahlen N'_μ . Sie entsprechen Energien von $\approx 7 \cdot 10^{15}$ eV (links) bzw. $\approx 1.3 \cdot 10^{16}$ eV (rechts). Zusätzlich zu den gemessenen Werten sind Ergebnisse von VENUS-Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer dargestellt.

Bei den Meßdaten wird bereits während der Auslese eine Nullpunktsunterdrückung durchgeführt. Dabei werden alle Signale, die weniger als das dreifache der äquivalenten Rauschladung des jeweiligen Kanales betragen, unterdrückt. Dieser Wert entspricht im Mittel etwa 2 MeV, die Spektren brechen deshalb bei diesem Wert ab. Aus den Verteilungen ist ersichtlich, daß die Energiedeposition in der obersten Ebene bei hochenergetischen Schauern bis zu einigen 10 GeV pro Kanal betragen kann. Wie anhand von Abbildung 3.5 gezeigt, können Energiedepositionen bis zu 10 GeV/Kanal ohne Sättigung nachgewiesen werden. Für Energien $E_0 < 10^{16}$ eV liegen die gemessenen Spektren wie erwartet zwischen den Simulationsrechnungen für Protonen und Eisen. Das Kalorimeter zeigt also selbst in der obersten Ebene praktisch keine Sättigung. Bei Energien $E_0 > 10^{16}$ eV sättigt ein geringer Teil der Kanäle ($\ll 1\%$). In der Abbildung ist die oberste Lage der Ionisationskammern dargestellt. Für tieferliegende Ebenen entschärft sich die Situation, und man kann davon ausgehen, daß das Kalorimeter in der Lage ist, die Kerne ausgehnter Luftschauer mit Primärenergien von bis zu ungefähr 10^{16} eV praktisch ohne Sättigung nachzuweisen.

3.6.2 Zeitliche Stabilität

Ein weiterer, wichtiger Aspekt bei der Beurteilung der Meßergebnisse ist die zeitliche Stabilität des Detektors. Durch äußere Einflüsse auf die Elektronik, wie zum Beispiel Temperaturschwankungen, könnten sich die Kennlinien der Verstärker einzelner Kanäle ändern. Darüber hinaus kann das Verhalten der Ionisationskammern ebenfalls durch Umgebungsbedingungen beeinflusst werden. So ist zum Beispiel das elektronische Rauschen mit der Luftfeuchtigkeit im Detektor korreliert. Schließlich könnten Lecks in den Ionisationskammern zu einer Verunreinigung der Ionisationsflüssigkeiten führen, woraus eine Abnahme des Signales resultieren würde.

Die genannten Effekte würden die Effizienz der Hadronrekonstruktion beeinflussen. Die Zahl der Hadronen, die pro Zeiteinheit mit dem Kalorimeter nachgewiesen werden, ist also eine geeignete Meßgröße zur Überwachung der zeitlichen Stabilität. In Abbildung 3.7 ist die Zahl der rekonstruierten Hadronen als Funktion der Zeit von Oktober 1996 bis August 1997 für verschiedene Energieschwellen der Hadronen $E_H > 50, 100, 500$ und 1000 GeV aufgetragen. Für alle Schwellen zeigen die Meßwerte einen gleichmäßigen Verlauf, das Kalorimeter liefert dementsprechend über einen Zeitraum von mindestens elf Monaten stabile Signale.

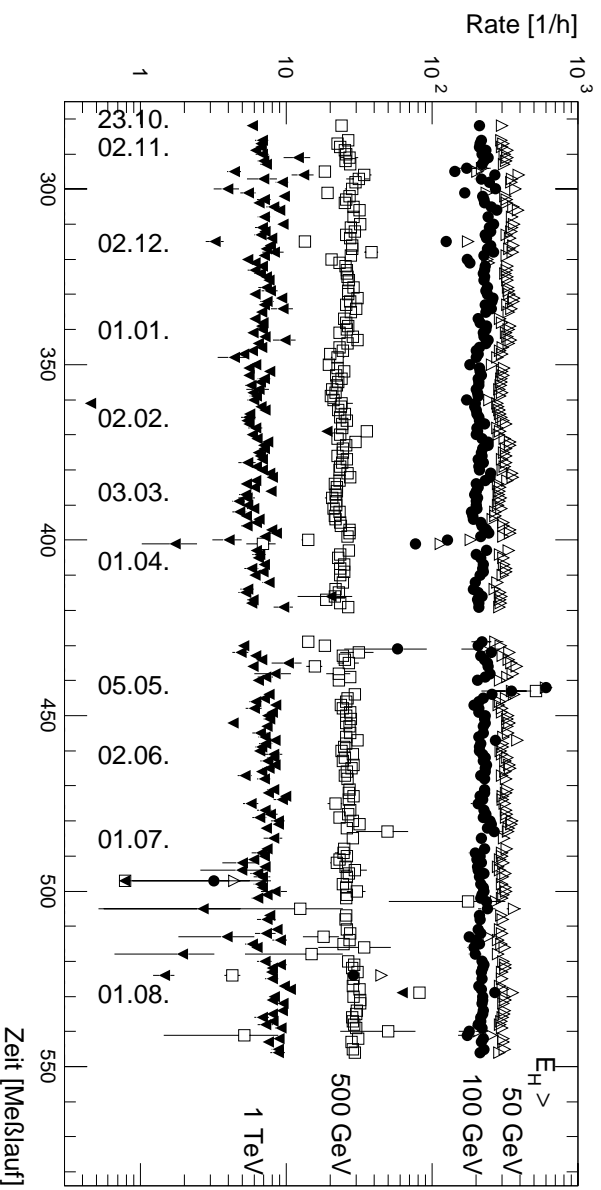


Abbildung 3.7: Gemessene Hadronrate als Funktion der Zeit. Die mittlere Rate der im Kalorimeter rekonstruierten Hadronen oberhalb der jeweils angegebenen Energieschwelle ist als Funktion der Meßlaufnummer von Oktober 1996 bis August 1997 angegeben [Holst 97]. Zur Orientierung sind einige Daten angegeben.

3.6.3 Örtliche Uniformität

Die Nachweis- und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Hadronen sollte unabhängig von der Position innerhalb des Detektors sein. Defekte elektronische Kanäle oder beispielsweise der Ausfall der Hochspannung für einen Teil der Ionisationskammern würden zu Inhomogenitäten führen. Die Uniformität des Detektors muß deshalb regelmäßig überprüft werden. In Abbildung 3.8 ist eine Häufigkeitsverteilung für die rekonstruierten Auftreffpunkte der Hadronen ($E_H > 50$ GeV) dargestellt. Das Bild enthält gemessene Daten von Oktober 1996 bis August 1997. Der Detek-

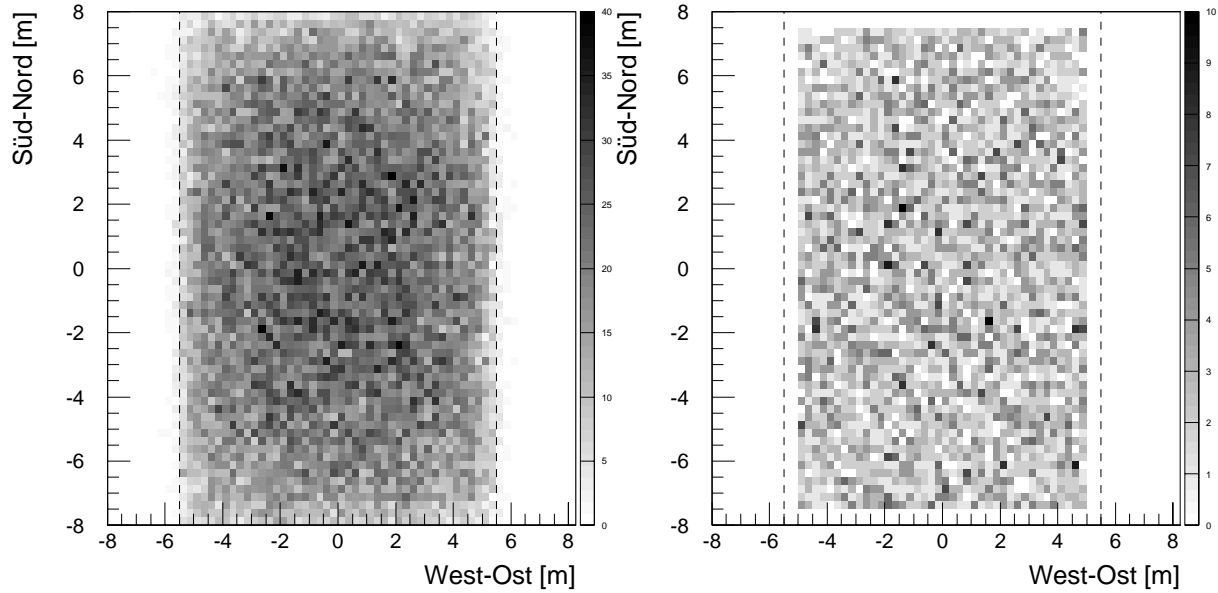


Abbildung 3.8: Lage der rekonstruierten Hadronen und Schauerzentren. Die Bilder zeigen eine Aufsicht des Kalorimeters. Sie geben Häufigkeitsverteilungen der rekonstruierten Hadronen ($E_H > 50$ GeV) (links) und der rekonstruierten Schauerzentren (rechts) als Funktion des Ortes für gemessene Daten von Oktober 1996 bis August 1997 an. Die gestrichelten Linien deuten den, für die Analyse benutzten, aktiven Bereich an.

tor zeigt eine gleichmäßige Ansprechwahrscheinlichkeit für Hadronen über die gesamte aktive Fläche. Die etwas geringere Hadronendichte in den Ecken folgt aus den Selektionskriterien, die Schauer mit ihrem Zentrum im Kalorimeter fordern.

Das Schauerzentrum wird mit dem Szintillatorarray und dem Kalorimeter bestimmt. Die Ortsverteilung der Schauerzentren wird demzufolge von der Uniformität beider Detektorsysteme beeinflusst. Die rekonstruierten Schauerzentren sind in Abbildung 3.8 ebenfalls integral über die gesamte Meßzeit dargestellt. Man erkennt eine gleichmäßige Verteilung der Zentren über die Akzeptanzfläche und kann hieraus eine gute Uniformität für beide Detektorsysteme ableiten.

4

Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle

In Abschnitt 1.3 wurde diskutiert, inwieweit die hadronischen Wechselwirkungsmodelle das Rückgrat der Simulation von ausgedehnten Luftschauern bilden. Die Modelle beinhalten Unsicherheiten, da sie auf Extrapolationen physikalischer Gesetzmäßigkeiten in unbekannte Energie- und Kinematikbereiche angewiesen sind. Ein Anliegen dieser Arbeit ist es, geeignete Größen zu finden, mittels derer die Ergebnisse von Luftschauerrechnungen mit gemessenen Daten verglichen werden können. Durch Vergleich von gemessenen und simulierten Daten soll untersucht werden, ob einzelne Wechselwirkungsmodelle in diesen Größen systematische Abweichungen von Meßwerten ergeben, um somit die Qualität der einzelnen Modelle zu beurteilen.

Für die Untersuchungen werden alle drei Schauerkomponenten zur Klassifizierung verwendet. Im folgenden werden die Ereignisse in Intervalle der Schauergrößen Zahl der Elektronen N_e , gestutzte Myonzahl N'_μ und hadronische Energiesumme $\sum E_H$ eingeteilt. Es wird sich zeigen, daß die Modelle je nach Klassifizierung die Daten unterschiedlich gut beschreiben. Zusätzlich wird der Einfluß der Energieschwelle der Hadronen auf die Observablen durch die fünf Schwellen $E_H > 50, > 100, > 200, > 500$ GeV und $E_H > 1$ TeV untersucht. Die Klassifizierung wird sowohl für gemessene als auch für simulierte Daten, für alle behandelten Primärteilchentypen und Modelle durchgeführt. Hieraus resultiert eine große Zahl von unterschiedlichen Verteilungen, die nicht alle explizit in dieser Arbeit dargestellt werden können. Die wesentlichen Ergebnisse werden vielmehr in einigen exemplarischen Abbildungen gezeigt.

Im ersten Abschnitt wird für die drei Schauergrößen eine Energieeichung durchgeführt, d.h. anhand der Modelle der Zusammenhang zwischen Primärenergie und Schauergröße hergestellt. Anschließend werden unterschiedliche Observablen wie Orts- und Energieverteilungen vorgestellt, und die Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit den unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungsmodellen werden mit gemessenen Daten verglichen. Da die Elementzusammensetzung im Energiebereich oberhalb einiger 10^{14} eV bisher nicht bekannt ist, werden die Modelle daran gemessen, inwieweit die Meßdaten innerhalb einer durch die Extremwerte von Protonen und Eisen gegebenen Schwankungsbreite mit den Modellrechnungen kompatibel sind.

Alle im folgenden dargestellten Ergebnisse von Simulationsrechnungen beinhalten eine vollständige Detektorsimulation, die gezeigten Observablen wurden mit den gleichen Algorithmen wie bei gemessenen Daten rekonstruiert. Die Daten werden in den Bereichen $2 \leq \lg N'_\mu \leq 6$, $2 \leq \lg \sum E_H \leq 6$ und $3 \leq \lg N_e \leq 7$ in logarithmisch äquidistante Intervalle der Breite $\Delta \lg x_i = 0.25$ mit $x_i = N_e, N'_\mu, \sum E_H/\text{GeV}$ unterteilt.

4.1 Energieeichung der Schauergrößenintervalle

Der Zusammenhang zwischen Primärenergie und gemessenen Schauergrößen muß mittels Simulationsrechnungen hergestellt werden.

Die Primärenergie E_0 ist in Abbildung 4.1 als Funktion der gestutzten Myonzahl N'_μ für proton- und eiseninduzierte Schauer aufgetragen. Die Energieabschätzung ist in erster Näherung unabhängig von der Masse des Primärteilchens. Zur Parametrisierung der Ergebnisse wird der Ansatz $E_0 \propto N'_\mu{}^\alpha$ verwendet. Die Exponenten α wurden durch Ausgleichsrechnung bestimmt, sie sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Aus dem Mittelwert der Exponenten für die drei Modelle und die zwei Massen erhält man

$$E_0 \propto N'_\mu{}^{1.03 \pm 0.05} \quad (4.1)$$

Die Primärenergie ist damit im Mittel exakt proportional zur gestutzten Myonzahl. Der Abstand der Kurven für primäre Protonen und Eisenkerne ist über das Superpositionsmodell mit dem Exponenten α verknüpft. Aus $N'_\mu{}^p(E_0) = N'_\mu{}^{Fe}(E_0) = 56 N'_\mu{}^p(E_0/56)$ folgt $\alpha = 1$. Infolge der guten Proportionalität kann die Myonzahl als kalorimetrische Größe zur Bestimmung der Primärenergie benützt werden. Physikalisch ist dies dadurch bedingt, daß ein Großteil der Myonen auch aus großen Höhen den Erdboden erreicht. Das Modell SIBYLL zeigt einen auffällig steilen Anstieg der Energie mit der Myonzahl. Im Laufe der weiteren Untersuchungen wird sich noch mehrmals zeigen, daß dies zu systematischen Abweichungen zwischen Simulations- und Meßergebnissen führt. Für $N'_\mu < 10^3$ bewirkt die eingeschränkte Effizienz für niederenergetische Schauer ein Abknicken der Kurven. Die Energiebreite für die einzelnen N'_μ -Intervalle beträgt ca. 25 – 45 % und ist in Abbildung 4.1 als Fehlerbalken angegeben.

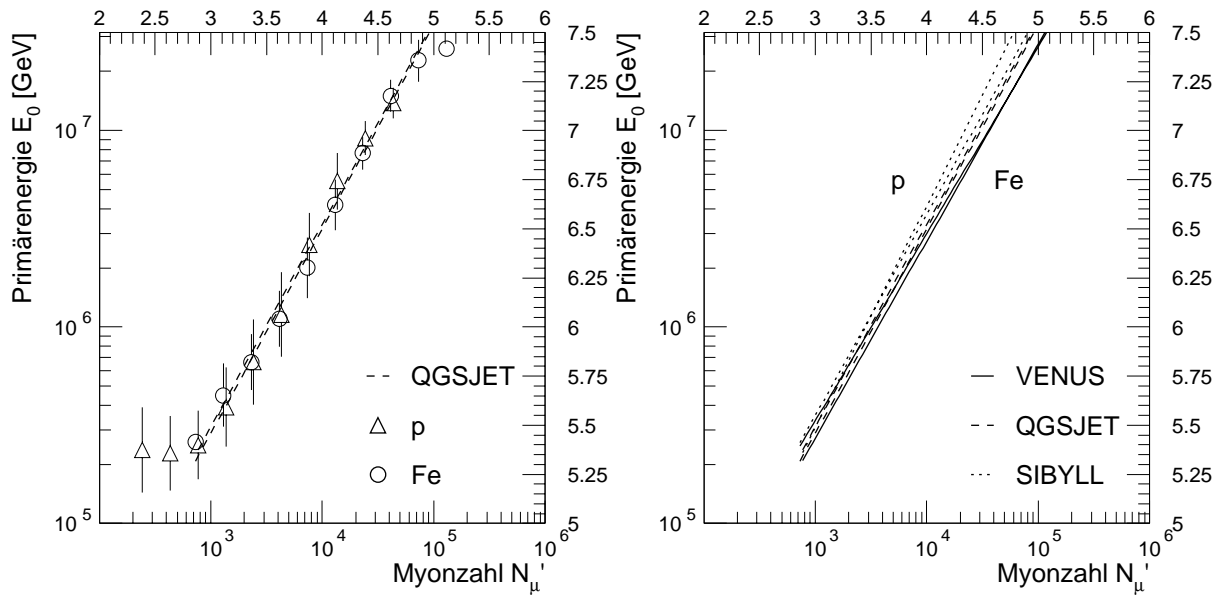


Abbildung 4.1: Primärenergie als Funktion der Schauergröße N'_μ für proton- und eiseninduzierte Luftschauer. Zur Veranschaulichung der Streuungen sind für das Modell QGSJET die Datenpunkte eingezeichnet (links), das rechte Teilbild zeigt die Wechselwirkungsmodelle im Vergleich.

Abbildung 4.2 zeigt die Primärenergie als Funktion der Elektronenzahl N_e . Für alle Wechselwirkungsmodelle führen unterschiedliche Primärteilchen zu verschiedenen Energieabschätzungen. Die Streuungen für Protonen und Eisenkerne sind in der Abbildung für SIBYLL angegeben, es ist ersichtlich, daß bei Protonenschauern stärkere Fluktuationen auftreten. Die Exponenten wurden wiederum durch Ausgleichsrechnung bestimmt und sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Als Mittelwert ergibt sich

$$E_0 \propto N_e^{0.74 \pm 0.02} \quad (4.2)$$

α	N'_μ		N_e		$\sum E_H$		N_H	
	p	Fe	p	Fe	p	Fe	p	Fe
VENUS	1.00	0.95	0.73	0.74	0.72	0.66	1.03	0.89
QGSJET	1.03	1.04	0.71	0.77	0.69	0.71	0.98	1.08
SIBYLL	1.12	1.02	0.71	0.77	0.66	0.76	1.13	1.03
σ_α	± 0.09		± 0.05		± 0.10		± 0.06	

Tabelle 4.1: Exponenten für Energieproportionalität. Die Exponenten α in der Beziehung $E_0 \propto X_i^\alpha$ mit $X_i = N'_\mu, N_e, \sum E_H, N_H$ sind jeweils für primäre Protonen und Eisenkerne angegeben. Die Energieschwelle für die Hadronen beträgt 50 GeV.

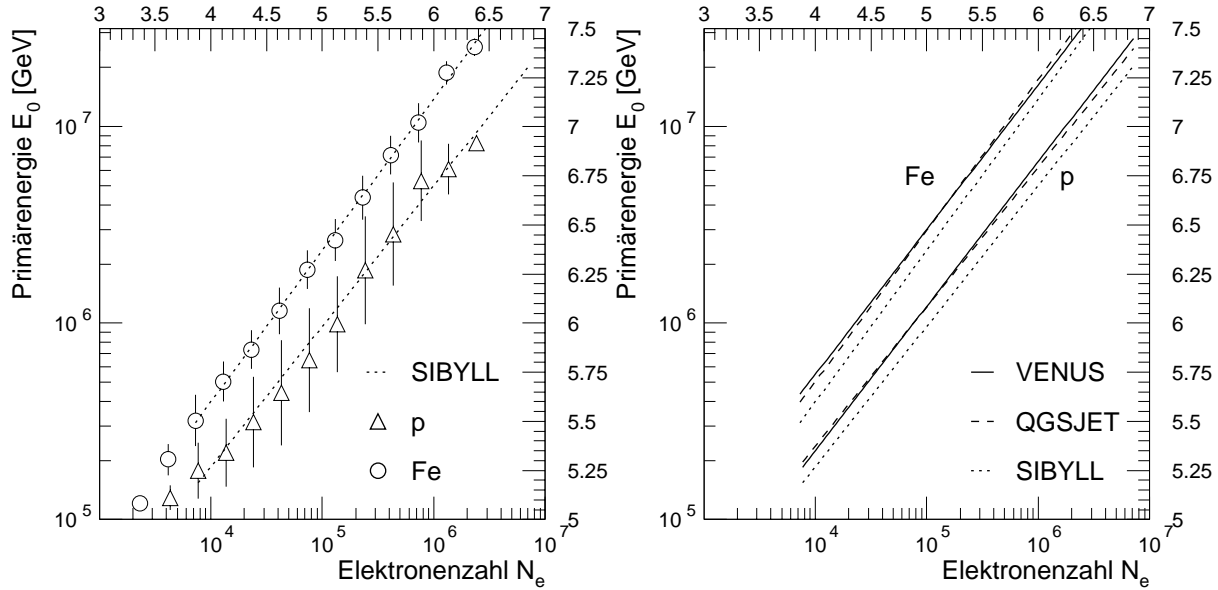


Abbildung 4.2: Primärenergie als Funktion der Schauergröße N_e für proton- und eiseninduzierte Luftschauer. Zur Veranschaulichung der Streuungen sind für das Modell SIBYLL die Datenpunkte eingezeichnet (links), das rechte Teilbild zeigt die Wechselwirkungsmodelle im Vergleich.

Mit steigender Energie dringt das Schauermaximum tiefer in die Atmosphäre ein, deshalb gilt für den Exponenten $\alpha_{N_e} < 1$. SIBYLL erzeugt bei gleicher Primärenergie etwas mehr Elektronen auf Beobachtungsniveau als die beiden anderen Modelle. Der starke Unterschied in N_e für proton- und eiseninduzierte Schauer liegt in der Tatsache begründet, daß die Elektronen aus dem letzten Teil eines atmosphärischen Schauers stammen, da in Luft die Strahlungslänge nur etwa $1/3$ der inelastischen Wechselwirkungslänge beträgt¹.

Die Energieabschätzung für die dritte Schauerkomponente, die hadronische, ist schließlich in Abbildung 4.3 dargestellt. Die hadronische Energiesumme $\sum E_H$ fluktuiert sehr stark. Alle drei Wechselwirkungsmodelle zeigen übereinstimmend eine Separation nach der Primärmasse. Die Ergebnisse werden wiederum durch Potenzfunktionen parametrisiert. Die Werte für die Exponenten sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Für eiseninduzierte Schauer ergibt QGSJET, im Vergleich zu VENUS, einen etwas höheren und SIBYLL einen sehr starken Anstieg der

¹ $\lambda_I = 90.0 \text{ g/cm}^2$, $X_0 = 36.7 \text{ g/cm}^2$ [Barnett 96].

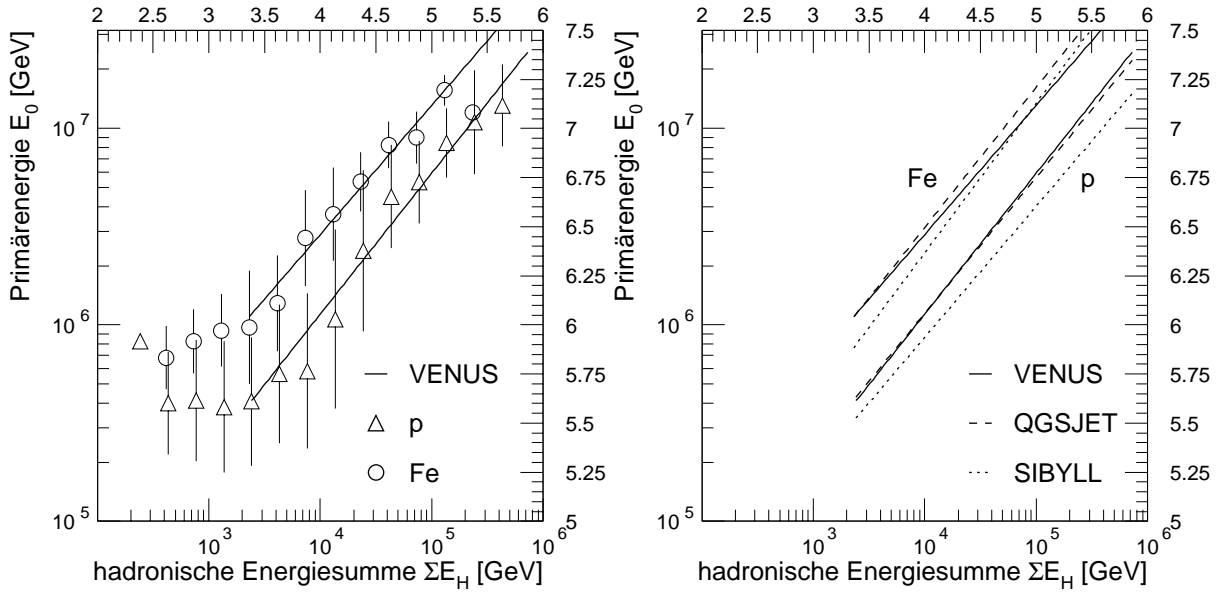


Abbildung 4.3: Primärenergie als Funktion der Schauergröße ΣE_H für proton- und eiseninduzierte Luftschauer. Zur Veranschaulichung der Streuungen sind für das Modell VENUS die Datenpunkte eingezeichnet (links), das rechte Teilbild zeigt die Wechselwirkungsmodelle im Vergleich.

Primärenergie als Funktion der hadronischen Energiesumme. Mittelt man über Eisen und Protonen für die drei Modelle, folgt daraus

$$E_0 \propto (\Sigma E_H)^{0.70 \pm 0.04} \quad (4.3)$$

Die Größe der hadronischen Komponente kann auch mittels der Zahl der rekonstruierten Hadronen ausgedrückt werden. Dementsprechend ist die Primärenergie in Abbildung 4.4 über der Zahl der Hadronen mit einer Energie $E_H > 50$ GeV aufgetragen. Bei einem protoninduzierten Schauer sind am Erdboden mehr Hadronen nachweisbar als bei einem primären schweren Kern der gleichen Energie. Aufgrund der geringen Hadronzahlen in einem Schauer unterliegt diese Größe starken statistischen Fluktuationen. Die Exponenten α der Relation $E_0 \propto N_H^\alpha$ streuen entsprechend stark, sie sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Eine Mittelung der sechs Exponenten ergibt, daß die Primärenergie im Mittel fast exakt proportional zur Zahl der Hadronen ist, es gilt

$$E_0 \propto N_H^{1.02 \pm 0.08} \quad (4.4)$$

Der Exponent ist deutlich größer als bei der Proportionalität der hadronischen Energiesumme. Dies liegt daran, daß die Zahl der Sekundärteilchen bei einer hadronischen Wechselwirkung nur logarithmisch mit der Energie ansteigt.

Aufgrund der unterschiedlichen Exponenten α für die drei Schauerkomponenten überdecken die Schauergrößenintervalle, für die eine logarithmisch äquidistante Breite $\Delta \lg x_i = 0.25$ mit $x_i = N_e, N'_\mu, \Sigma E_H/\text{GeV}$ gewählt wurde, unterschiedlich große Bereiche in der Primärenergie. Die Energieabschätzung wird jedoch durch die Fluktuationen innerhalb der Schauerentwicklung und durch die Unterschiede zwischen den Primärmassen dominiert. Deshalb wird mit der myonischen Komponente die beste Energieauflösung erreicht, obwohl sie den größten Exponenten α aufweist.

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen, daß bei gleichen Werten von N_e bzw. ΣE_H schwere Kerne

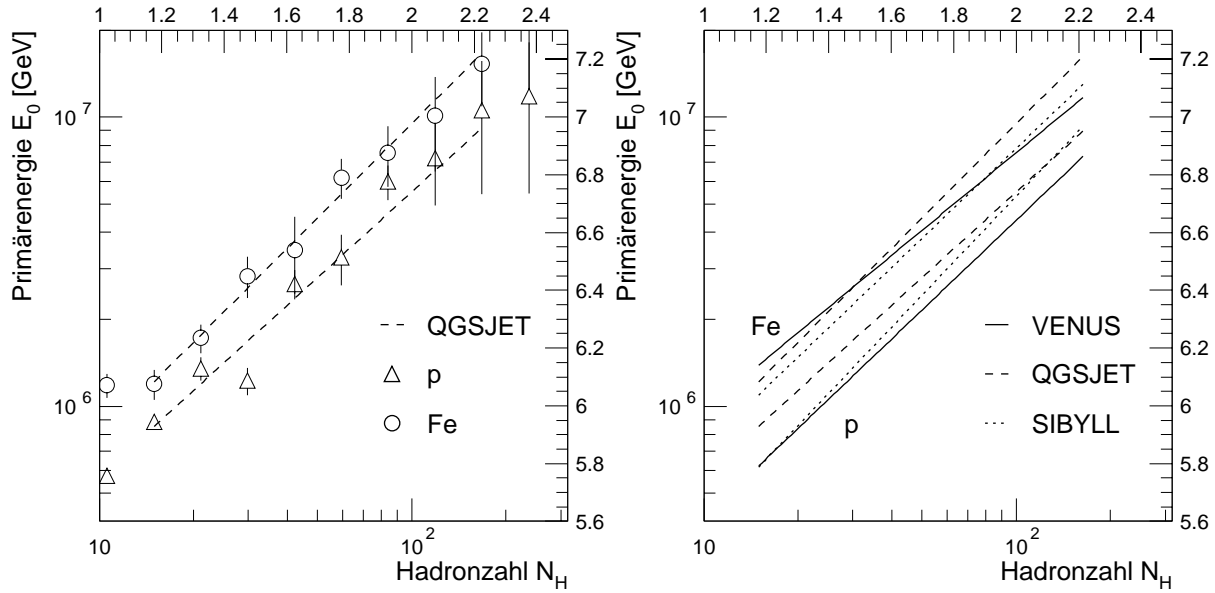


Abbildung 4.4: Primärenergie als Funktion der Zahl der Hadronen für proton- und eiseninduzierte Luftschauer ($E_H > 50$ GeV). Zur Veranschaulichung der Streuungen sind für das Modell QGSJET die Datenpunkte eingezeichnet (links), das rechte Teilbild zeigt die Wechselwirkungsmodelle im Vergleich.

eine höhere Energie besitzen als Protonen. Da der Fluß mit zunehmender Energie stark abfällt², führt dies zu einer Anreicherung von Protonen und zu einer Unterdrückung schwerer Kerne innerhalb eines Schauergrößenintervalls. Innerhalb der N'_μ -Intervalle dagegen sind Proton- und Eisenschauer etwa gleicher Primärenergie vertreten, diese Klassifizierung eignet sich deshalb besonders für eine unverzerrte Bestimmung der Elementzusammensetzung.

4.2 Lateralverteilung der Hadronen

Wesentlich zur Charakterisierung der hadronischen Komponente ist die Lateralverteilung der Hadronen. Als Beispiel ist in Abbildung 4.5 die Zahl der rekonstruierten Hadronen als Funktion des Abstandes vom Schauerzentrum aufgetragen. Dabei wurden alle Hadronen mit $E_H > 50$ GeV berücksichtigt. Ebenso ist das Ergebnis einer VENUS-Simulationsrechnung im Schauergrößenintervall $3.5 \leq \lg N'_\mu < 3.75$ für proton- und eiseninduzierte Luftschauer gezeigt. Die Bestimmung des Schauerzentrums ist für eiseninduzierte Schauer bei niedrigen Energien mit größeren Fehlern behaftet (vergleiche Abbildung 3.1), dies führt für Eisen zu einem Abflachen der Lateralverteilung bei kleinen Abständen.

In der Abbildung werden die gemessenen Daten mit den unterschiedlichen Modellrechnungen verglichen. Der Übersichtlichkeit halber sind für die Modelle nur die berechneten Funktionen zur Beschreibung von ρ_H eingezeichnet. Als Funktion wurde

$$\rho_H(r) = A \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^\kappa} \quad (4.5)$$

gewählt, die sowohl gemessene als auch simulierte Daten energieunabhängig gut beschreibt. Der Parameter r_0 beschreibt hierbei den Abfall und κ die Krümmung der Kurven. Insgesamt ergibt

²Vergleiche Abbildung 1.1.

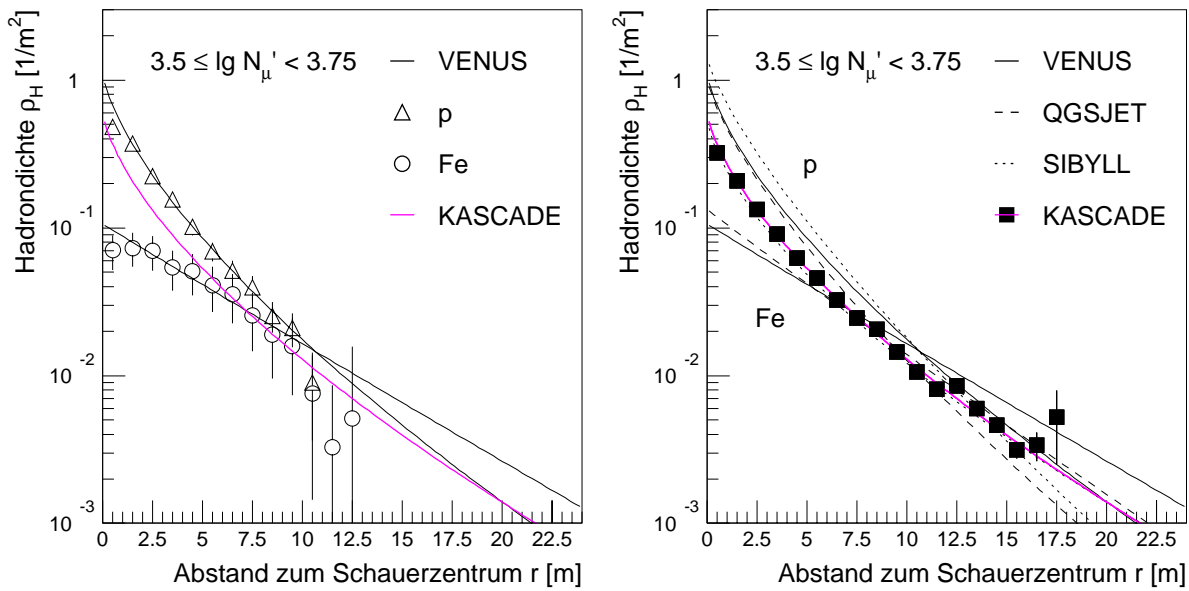


Abbildung 4.5: Hadronlateralverteilung für $3.5 \leq \lg N'_\mu < 3.75$. Die laterale Hadrondichte ist für verschiedene hadronische Wechselwirkungsmodelle als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum dargestellt. Zum Vergleich sind gemessene Daten eingezeichnet. Die Hadronenergieschwelle beträgt 50 GeV.

sich für alle Intervalle eine gute Übereinstimmung, wobei das Modell SIBYLL im Zentrum etwas zu hohe Dichten liefert. Die Lateralverteilungen werden mit zunehmender Schauergröße flacher, dies zeigt sich im Verhalten der Parameter r_0 und κ , beide wachsen mit der Schauergröße. Für primäre Protonen liegen typische Werte für r_0 und κ bei VENUS und QGSJET für $3 \leq N'_\mu < 4.75$ in den Bereichen $0.6 \text{ m} \leq r_0 \leq 6.9 \text{ m}$ und $0.5 \leq \kappa \leq 1$. Für Eisenschauer betragen die Werte $2.5 \text{ m} \leq r_0 \leq 4.8 \text{ m}$ und $0.8 \leq \kappa \leq 1$. Die Verteilungen für Eisen sind also flacher und weniger stark gekrümmt als diejenigen für primäre Protonen und verlaufen im Zentrum unterhalb der Protonkurven. Die Lateralverteilungen spiegeln den Abfall der Transversalimpulse in der hadronischen Wechselwirkung wieder. Aufgrund des größeren Wirkungsquerschnittes findet die erste Wechselwirkung bei Eisenkernen im Mittel höher in der Atmosphäre statt, die Verteilungen für primäre Eisenkerne zeigen deshalb einen flacheren Abfall als diejenigen für Protonenschauer. Wegen der erwähnten Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Schauerzentrums liegen die Werte für κ nahe bei $\kappa = 1$. Die Werte für gemessene Daten liegen innerhalb der durch Eisen und Protonen vorgegebenen Grenzen. In der Literatur wird $\kappa = 0.25$ vorgeschlagen [Kempa 76], eine solch starke Krümmung wird jedoch weder durch die Simulationsrechnungen noch durch die KASCADE-Messungen bestätigt.

Einen weiteren Test der hadronischen Wechselwirkungsmodelle ergeben die Lateralverteilungen der Hadronen für unterschiedliche Energieschwellen. Diese Verteilungen sind für fünf Energieschwellen zwischen 50 GeV und 1 TeV exemplarisch für das Schauergrößenintervall $3.25 \leq \lg N'_\mu < 3.5$ in Abbildung 4.6 zusammengefasst. Die gemessenen Werte werden in diesem Beispiel mit QGSJET-Simulationsrechnungen für protoneninduzierte Schauer verglichen. Die Lateralverteilungen werden mit zunehmender Hadronenergie steiler, die hochenergetischen Hadronen sind im Schauerzentrum konzentriert. Mit steigender Energieschwelle nimmt r_0 ab. Dieses Verhalten zeigt sich in Messung und Simulation in gleicher Weise.

Hadronen können voneinander nur getrennt werden, wenn sie mindestens einen Abstand von

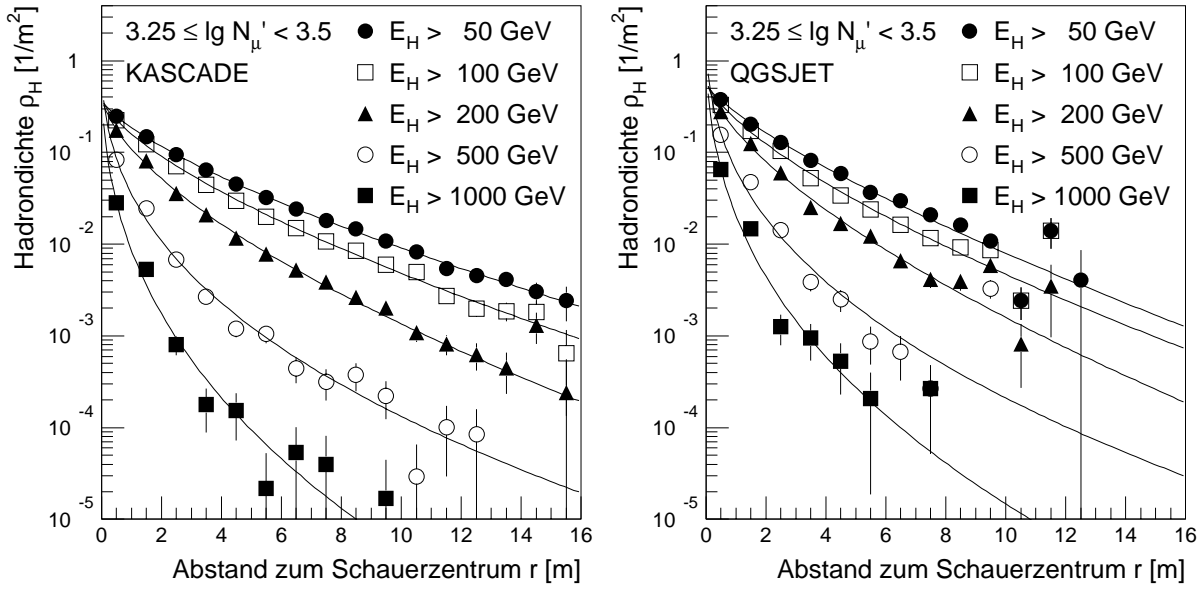


Abbildung 4.6: Laterale Hadrondichte für verschiedene Energieschwellen für Schauer mit $3.25 \leq \lg N'_\mu < 3.5$. Das linke Teilbild zeigt gemessene Verteilungen, rechts sind QGSJET-Simulationsrechnungen für protoninduzierte Schauer dargestellt.

40 cm zueinander haben (siehe Abschnitt 3.3.1). Bei hohen Hadrondichten, von mehr als einigen Hadronen/m², können folglich nicht alle Hadronen im Kalorimeter einzeln aufgelöst werden. Die lateralen Dichteverteilungen reichen deshalb nur bis zu Werten von ≈ 1.5 Hadronen/m². Aus dem gleichen Grund streben die Werte des Krümmungsparameters κ gegen 1. Aus Simulationsrechnungen ergeben sich bei $E_0 = 10^{16}$ eV jedoch im Zentrum ausgedehnter Luftschauer durchaus Dichten von bis zu 10 Hadronen/m² für $E_H > 50$ GeV. Dieser Effekt führt zu einem, auch in der Literatur oft beschriebenen, Abflachen der Lateralverteilungen mit steigender Primärenergie.

Die Entwicklung der Krümmung κ mit der Primärenergie wird durch die genannten Effekte, der ungenauen Bestimmung des Schauerzentrums und der ungenügenden Auflösung bei hohen Hadrondichten, beeinflusst. Da Eisenschauer eine geringere Hadrondichte aufweisen als protoninduzierte, ist die Krümmung auch von der Masse abhängig. Bei niedrigen Energien kann das Schauerzentrum insbesondere bei schweren Primärteilchen nur ungenau bestimmt werden, es ergeben sich für κ deshalb Werte nahe bei 1. Die Verringerung der Unsicherheit der Bestimmung des Schauerzentrums führt zu einer stärkeren Krümmung der Kurven und damit zu einem Abfall von κ mit zunehmender Energie. Bei hohen Primärenergien dagegen führt die ungenügende Auflösung der Hadronrekonstruktion bei hohen Hadrondichten zu einer Verringerung der Krümmung, die Werte streben wiederum gegen $\kappa = 1$.

Die bisherigen Lateralverteilungen wurden mittels der Myonzahl N'_μ klassifiziert und dementsprechend wurde das Verhältnis von hadronischer- und myonischer Komponente in den Modellen untersucht. Unabhängig davon ist die Einteilung in Intervalle der Schauergröße N_e und damit die Messung der Korrelation zwischen Elektronen und Hadronen in Luftschauern. Deshalb wurde auch eine Untersuchung für die Einteilung in N_e -Intervalle für alle Modelle durchgeführt.

Abbildung 4.7 zeigt als Beispiel hierfür die laterale Hadrondichte im Intervall $5.25 \leq \lg N_e < 5.5$ ($E_0 \approx 4$ PeV) für zwei Hadronenergieschwellen von 50 GeV und 1 TeV für Messung und Mo-

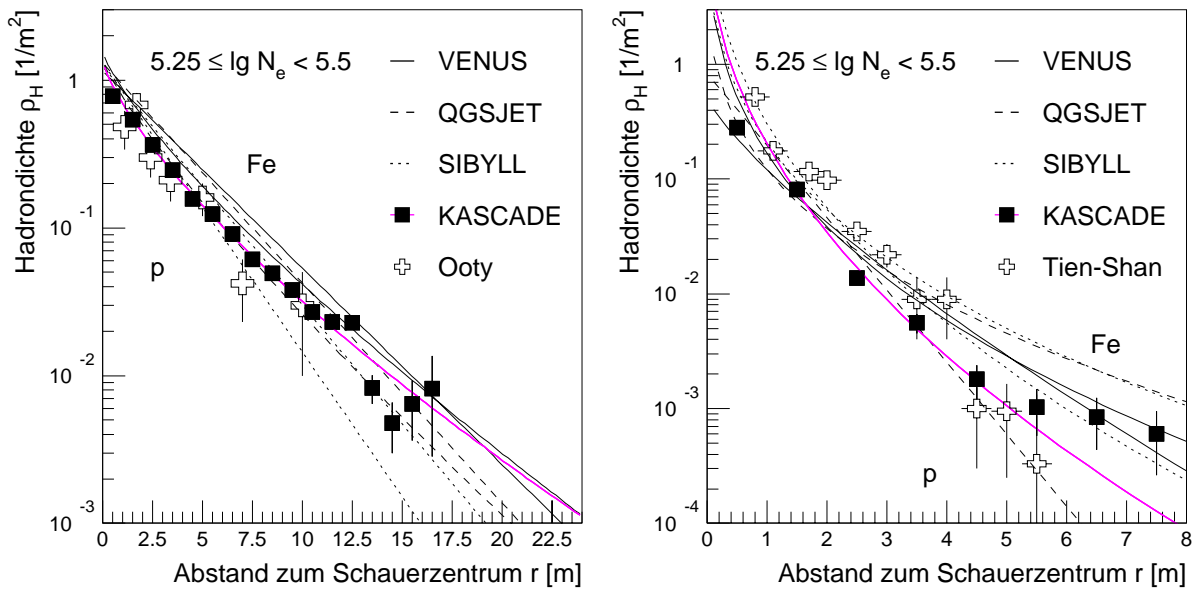


Abbildung 4.7: Lateralverteilung der Hadronen für Schauergröße $5.25 \leq \lg N_e < 5.5$. Die gemessenen Hadronendichten werden für zwei Energieschwellen ($E_H > 50$ GeV, links und $E_H > 1$ TeV, rechts) mit Modellrechnungen verglichen. Zusätzlich sind Ergebnisse der Experimente in Ooty ($5.25 \leq \lg N_e < 5.5$) [Vatcha 73] und Tien-Shan ($\lg \bar{N}_e = 5.3$) [Danilova 85] eingetragen.

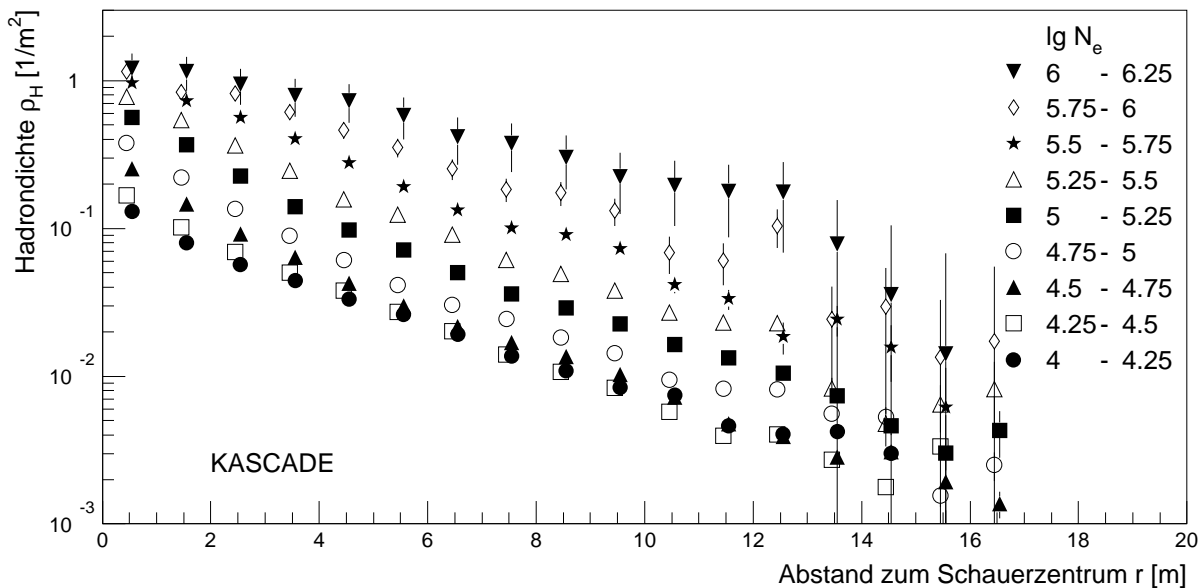


Abbildung 4.8: Gemessene Hadronlateralverteilungen für verschiedene Schauergrößen N_e für Hadronen mit $E_H > 50$ GeV. Der Bereich $4 \leq \lg N_e < 6.25$ entspricht einem Intervall in der Energie von ungefähr $2 \cdot 10^{14}$ eV $< E_0 < 10^{16}$ eV. Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind die Meßpunkte alternierend versetzt gezeichnet.

dellrechnungen. Zusätzlich sind Ergebnisse eines Experimentes in Ooty³ [Vatcha 73] für den gleichen N_e -Bereich eingetragen. Die Hadronenergieschwelle beträgt hier ebenfalls 50 GeV. Da die elektromagnetische Komponente im Laufe der Schauerentwicklung aus der hadronischen

³Die Beobachtungshöhe von Ooty entspricht einer atmosphärischen Tiefe von 800 g/cm^2 .

fortwährend nachgeliefert wird, sollten sich die Hadronverteilungen bei gleicher SchauergroÙe N_e auf verschiedenen Beobachtungsniveaus gleichen. Im Vergleich zu den KASCADE-Messungen und den Simulationen liegen die Werte von Ooty etwas zu tief, dies könnte auf die Selektionskriterien der unterschiedlichen Experimente zurückzuführen sein. Beide Messungen werden durch die Modelle SIBYLL und QGSJET gut beschrieben, VENUS ergibt zu hohe Hadrondichten. Für $E_H > 1$ TeV sind neben den Ergebnissen von KASCADE auch solche des Tien-Shan Experimentes⁴ für $\lg \bar{N}_e = 5.3$ eingezeichnet [Danilova 85]. Die MeÙergebnisse beider Experimente stimmen ungefähr überein, sie werden am besten durch das Modell QGSJET beschrieben.

Abschließend sind in Abbildung 4.8 die gemessenen Lateralverteilungen für Hadronen mit $E_H > 50$ GeV für alle SchauergroÙen zusammengestellt. Dabei wird ein Bereich von $4 \leq \lg N_e < 6.25$ überdeckt, der einer Primärenergie von ca. $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} < E_0 < 10^{16} \text{ eV}$ entspricht. Die Kurven verlaufen für die unteren SchauergroÙenintervalle im wesentlichen parallel, mit zunehmender Primärenergie werden die Verteilungen jedoch flacher. Dies liegt an der bereits erwähnten ungenügenden Auflösung für die Hadronerkennung bei hohen Dichten. Die Werte für r_0 und κ wachsen mit der Energie innerhalb der Bereiche $1.2 \text{ m} < r_0 < 3.7 \text{ m}$ und $0.8 < \kappa < 1.0$ an. Dieses Verhalten wird durch die Simulationsrechnungen bestätigt.

4.3 Laterale Energiedichteverteilung der Hadronen

Die hadronische Energiedichte bietet gegenüber der Hadrondichte den Vorteil, auch im Zentrum hochenergetischer Luftschauer noch zuverlässig bestimmbar zu sein. Simulationsrechnungen zeigen, daß bei hohen Hadrondichten nicht alle niederenergetischen Hadronen einzeln aufgelöst werden können, ihre Energie geht jedoch nicht verloren, sie wird höherenergetischen Teilchen zugerechnet. Die gesamte Energiesumme der Hadronen und die Energiesumme pro Radiusintervall werden sehr gut bestimmt. Dementsprechend wird im folgenden die hadronische Energiedichte als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum untersucht.

Abbildung 4.9 zeigt als Beispiel eine laterale Energiedichteverteilung mit einer Energieschwelle von 50 GeV für Schauer mit $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$, entsprechend $E_0 \approx 4$ PeV. Zur Veranschaulichung der Streuungen sind Ergebnisse der QGSJET-Rechnungen einschließlich ihrer Fehlerbalken angegeben. An die Daten wurde die Funktion

$$\rho_E(r) = A \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^\kappa} \quad (4.6)$$

durch Variation von A , r_0 und κ angepaßt. Für die drei Modelle sind die Ergebnisse der Anpassung für proton- und eiseninduzierte Luftschauer in der Abbildung wiedergegeben. Die Verteilungen für schwere Kerne verlaufen unterhalb derjenigen für Protonen. Der Verlauf der ebenfalls eingezeichneten MeÙdaten wird durch alle Modelle gut beschrieben, SIBYLL erzeugt jedoch etwas zu hohe Energiedichten, dies ist auf die zu geringe Myonzahl dieses Modelles im Vergleich zu den anderen beiden bei gleicher Primärenergie zurückzuführen. Die Energiedichten fallen wie erwartet steiler ab als die entsprechenden Hadrondichten. Die Kurven sind stärker gekrümmt, für κ ergeben sich Werte im Bereich $\kappa = 0.35 - 0.45$.

In Abbildung 4.10 ist die hadronische Energiedichte für fünf Energieschwellen von 50 GeV bis 1 TeV aufgetragen. Neben den gemessenen Verteilungen sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nur die Ergebnisse von VENUS-Rechnungen für protoninduzierte Schauer angegeben. Die gemessenen Daten liegen zwischen den Eisen- und Protonwerten der Simulationsrechnungen. Die

⁴Die Beobachtungshöhe von Tien-Shan entspricht einer atmosphärischen Tiefe von 690 g/cm^2 .

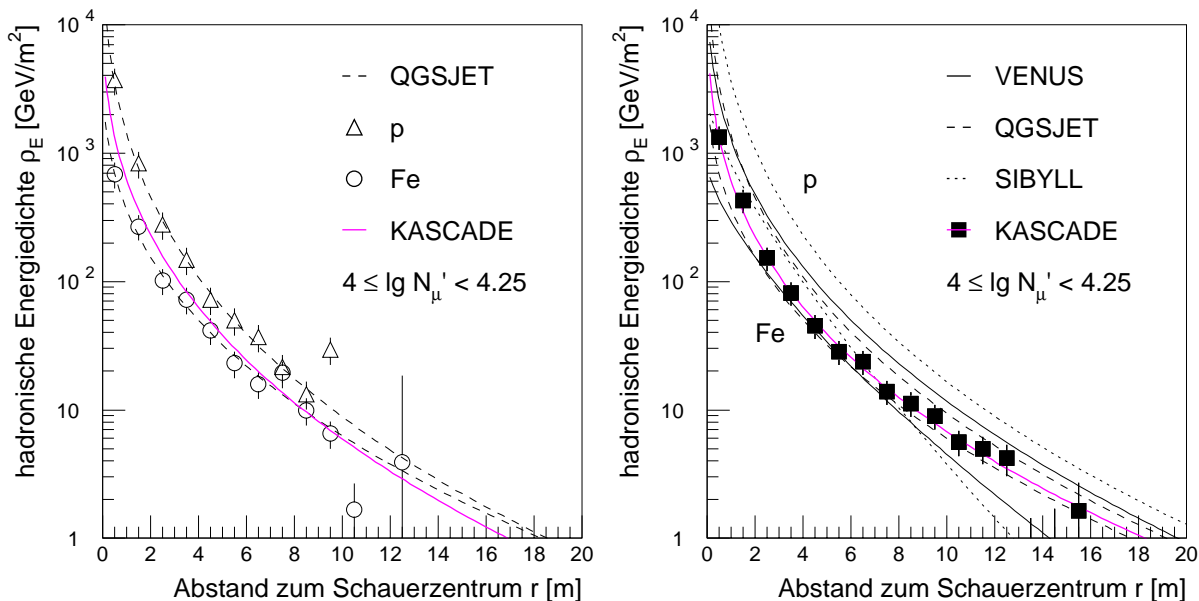


Abbildung 4.9: Laterale hadronische Energiedichte für $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$ ($E_0 \approx 4$ PeV). Die Meßergebnisse sind neben Werten für QGSJET (links) und alle Modelle (rechts) angegeben. Zur Parametrisierung der Ergebnisse dienen Funktionen nach Gleichung 4.6.

hadronische Energiesumme wird im innersten Schauerkern durch hochenergetische Hadronen dominiert, erst mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse gewinnen die niederenergetischen Hadronen an Bedeutung. Die Verteilungen fallen mit wachsender Energieschwelle steiler ab, gleichzeitig nimmt der Parameter κ zu, d.h. die Krümmung der Kurven nimmt ab, die Werte bewegen sich zwischen $\kappa \approx 0.4$ für $E_H > 50$ GeV und $\kappa \approx 0.7$ für $E_H > 1$ TeV. Aufgrund des beschriebenen Effektes mangelnder Auflösung einzelner Hadronen im innersten Schauerzentrum

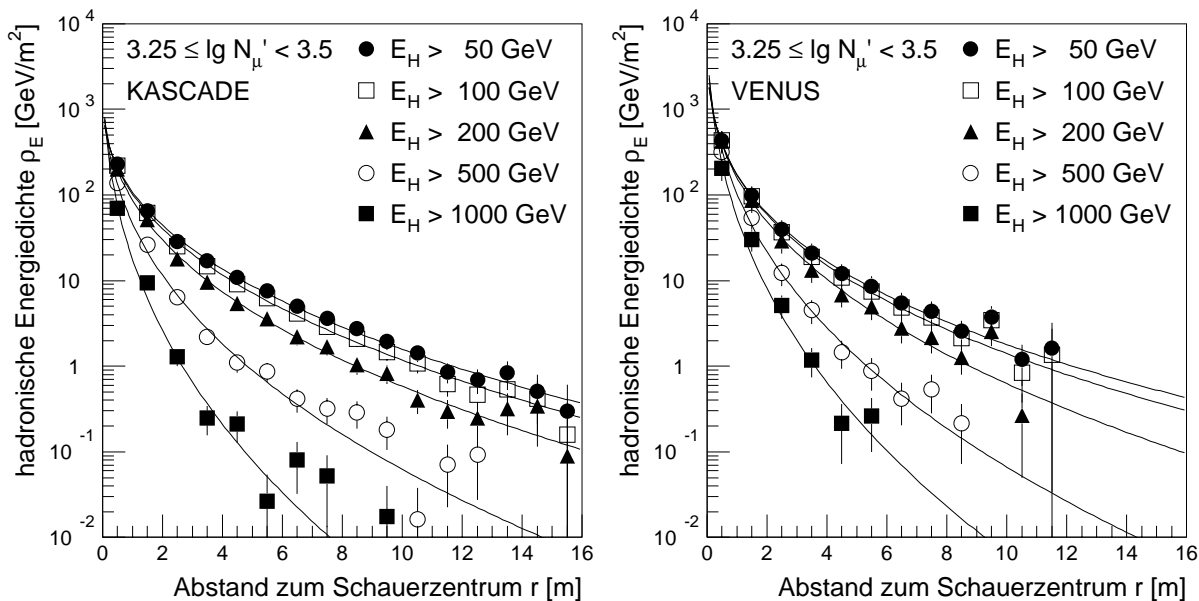


Abbildung 4.10: Laterale Energiedichte für unterschiedliche Hadronenergieschwellen. Für gemessene Daten (links) und VENUS-Simulationsrechnungen für protoninduzierte Schauer (rechts). Die Kurven geben Ausgleichsfunktionen nach Gleichung 4.6 wieder.

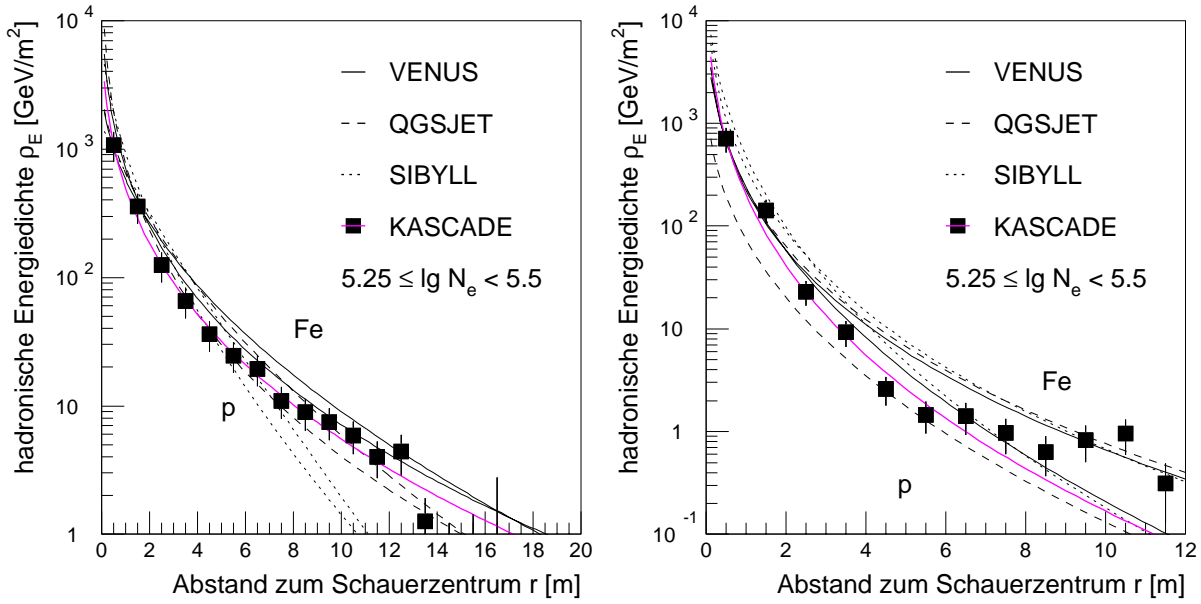


Abbildung 4.11: Laterale hadronische Energiedichte für $5.25 \leq \lg N_e < 5.5$ ($E_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$ eV). $E_H > 50$ GeV (links) und $E_H > 1$ TeV (rechts). Für die drei Modelle sind jeweils die Ergebnisse von proton- und eiseninduzierten Schauern aufgetragen. Zusätzlich sind gemessenen Daten eingezeichnet.

sind die Werte für κ im Falle der Hadrondichte deutlich größer.

Die Hadronverteilungen bei fester Schauergröße N_e eignen sich gut für einen Test der Simulationsmodelle, da die Elektronen aus dem letzten Teil der Schauerentwicklung in der Atmosphäre stammen und damit eng mit der hadronischen Komponente korreliert sind. Als Beispiel hierfür sind die lateralen Energiedichten in Abbildung 4.11 für das Intervall $5.25 \leq \lg N_e < 5.5$

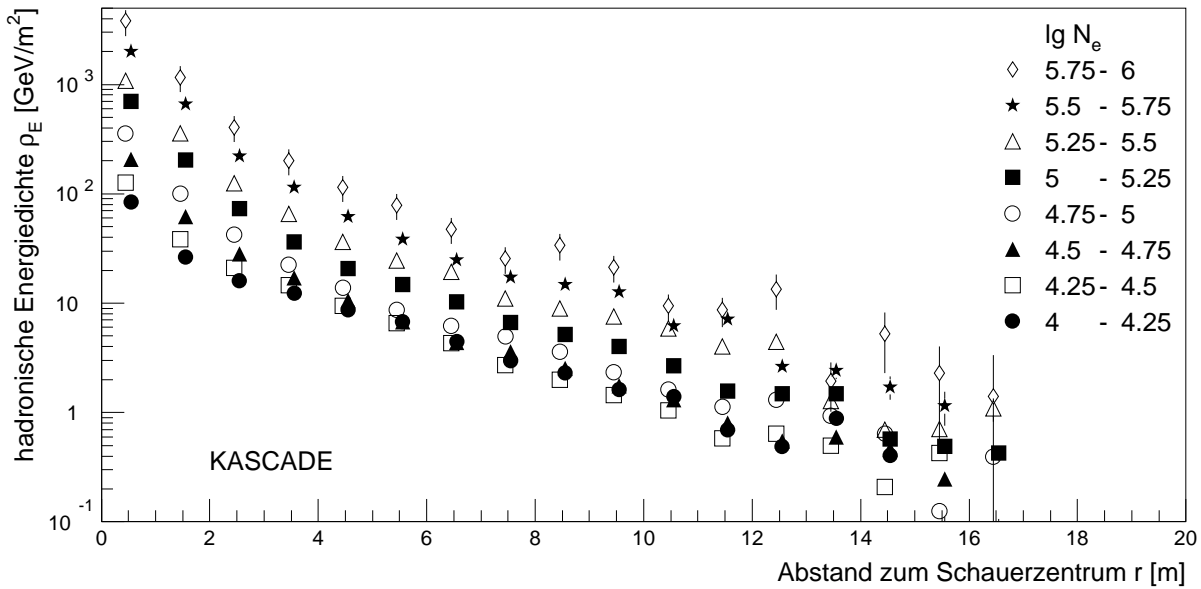


Abbildung 4.12: Gemessene Energiedichteverteilungen für verschiedene Schauergrößen N_e für Hadronen mit $E_H > 50$ GeV. Der Bereich $4 \leq \lg N_e < 6$ entspricht ungefähr $2 \cdot 10^{14}$ eV $< E_0 < 10^{16}$ eV.

($E_0 \approx 4$ PeV) für die drei Modelle gezeigt. Für $E_H > 50$ GeV ergeben alle Modelle für kleine Abstände etwa gleiche Vorhersagen und alle Kurven liegen — verglichen mit Abbildung 4.9 — dicht zusammen. Bei größeren Abständen jedoch werden die Daten am besten durch QGSJET beschrieben, VENUS ergibt etwas zu hohe, SIBYLL etwas zu kleine Energiedichten. Für die hochenergetischen Hadronen ($E_H > 1$ TeV) ergeben sich in den Simulationsrechnungen für eiseninduzierte Schauer flachere Lateralverteilungen als protoninduzierte. Die gemessene Verteilung wird im gesamten Radiusbereich am besten durch das Modell QGSJET vorhergesagt.

Die gemessenen lateralen Energiedichten sind in Abbildung 4.12 für Schauergrößenintervalle im Bereich $4 \leq \lg N_e < 6$ zusammengefaßt. Dies entspricht einem Energiebereich von ungefähr $2 \cdot 10^{14}$ eV $< E_0 < 10^{16}$ eV. Die Kurven verlaufen in erster Näherung parallel, insbesondere wird im Rahmen der Meßgenauigkeit kein Abflachen mit zunehmender Primärenergie beobachtet. Die Parameter bewegen sich in den Bereichen $0.4 < \kappa < 0.5$ und 0.05 m $< r_0 < 0.4$ m.

4.4 Hadronzahl und hadronische Energiesumme

Die Größe der hadronischen Komponente von Luftschauern kann zum einen durch die Zahl der Hadronen oberhalb einer Energieschwelle und zum anderen durch die Summe ihrer Energie beschrieben werden. Beide Größen werden für jedes Ereignis durch Integration der Lateralverteilung bzw. der lateralen Energiedichte bestimmt.

In Abbildung 4.13 ist die Zahl der Hadronen als Funktion der Elektronenzahl für die drei Wechselwirkungsmodelle aufgetragen. Werte für QGSJET-Rechnungen sind zur Veranschaulichung der Streuungen explizit wiedergegeben. In den Simulationsrechnungen folgen die Hadronzahlen in einer doppeltlogarithmischen Darstellung exakt einem linearen Verlauf. Primäre Eisenkerne ergeben bei gleicher Elektronenzahl mehr Hadronen als protoninduzierte Schauer. Die parame-

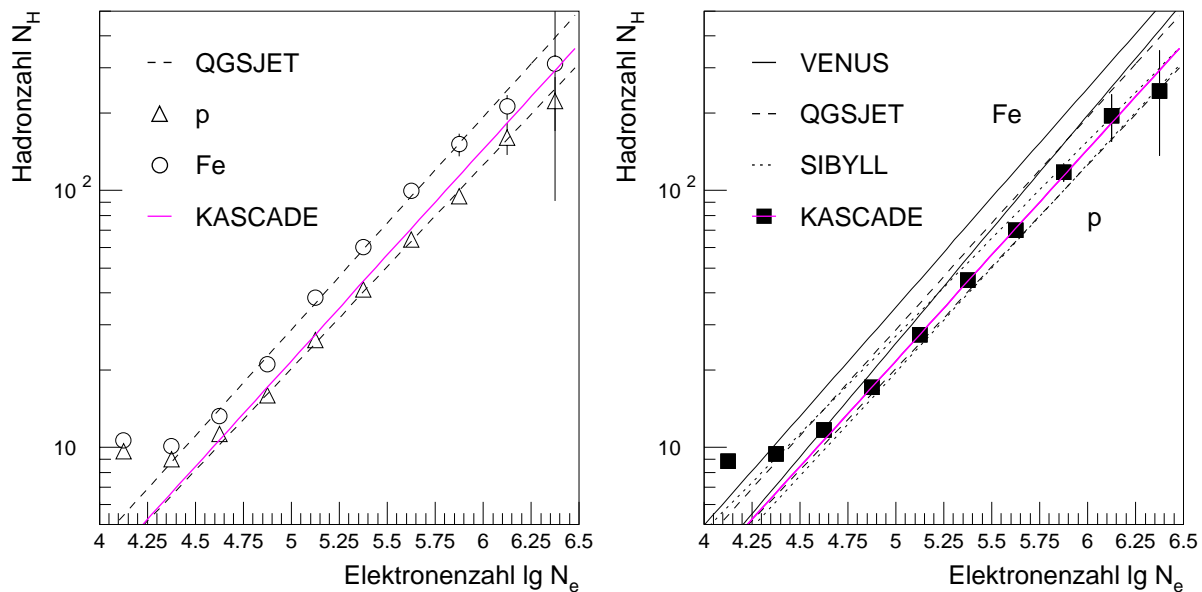


Abbildung 4.13: Zahl der Hadronen als Funktion von N_e für unterschiedliche Modelle. Ergebnisse von QGSJET-Rechnungen (links) und Rechnungen für primäre Eisenkerne und Protonen aller Modelle im Vergleich mit gemessenen Werten (rechts). An die Meß- und Simulationsergebnisse wurden Potenzfunktionen angepaßt.

trisierten Werte der Simulationsrechnungen werden in der Abbildung mit Meßdaten verglichen. Das dabei sichtbar werdende stärkere Anwachsen der gemessenen Werte mit der Elektronenzahl läßt sich durch eine Änderung der Elementzusammensetzung erklären. Mit zunehmender Energie würde sich demzufolge der Anteil schwerer Elemente erhöhen. Beim Vergleich der Meßdaten mit den Modellrechnungen zeigt sich, daß QGSJET die Messung am besten beschreibt, VENUS ergibt etwas zu große Hadronzahlen.

Die Zahl der Hadronen oberhalb von fünf untersuchten Energieschwellen zwischen 50 GeV und 1 TeV ist als Funktion der Elektronenzahl in Abbildung 4.14 angegeben. Neben gemessenen Hadronzahlen sind dort Ergebnisse von QGSJET-Simulationsrechnungen für Protonen dargestellt. Die Selektionskriterien für die untersuchten Schauer ergeben eine energieabhängige Effizienz, die erst ab einer bestimmten Schauergröße 100 % beträgt. Diese Schauergröße ist von der Energieschwelle der Hadronen abhängig und liegt zwischen $\lg N_e = 4.75$ und $\lg N_e = 5.5$. Unterhalb dieser Werte können die gemessenen und simulierten Daten — wie aus den Abbildungen 4.13 und 4.14 ersichtlich — nicht durch ein Potenzgesetz parametrisiert werden. Beim Vergleich von gemessenen und simulierten Daten zeigt sich, daß die Hadronzahl in der Messung stärker mit der Elektronenzahl anwächst. Zusätzlich sind Ergebnisse anderer Experimente für zwei Energieschwellen eingetragen. Die Messungen für hochenergetische Hadronen stimmen gut mit den Werten von Fritze et al. für $E_H > 0.8$ TeV [Fritze 69] überein. Für $E_H > 100$ GeV stellt man zwischen den Ergebnissen dieser Messung und der von Tanahashi et al. [Tanahashi 65] ebenfalls eine gute Übereinstimmung fest. Kameda et al. [Kameda 65] finden jedoch bei kleinen Elektronenzahlen im Widerspruch zu den anderen beiden Messungen und zu den Simulationsrechnungen zu wenig Hadronen, woraus ein stärkerer Anstieg der Hadronen mit der Elektronenzahl resultiert.

Wie bereits erwähnt, können die Simulationen durch den Ansatz $N_H \propto N_e^\alpha$ beschrieben werden. Die Exponenten α wurden durch Ausgleichsrechnung bestimmt und sind in Tabelle 4.2

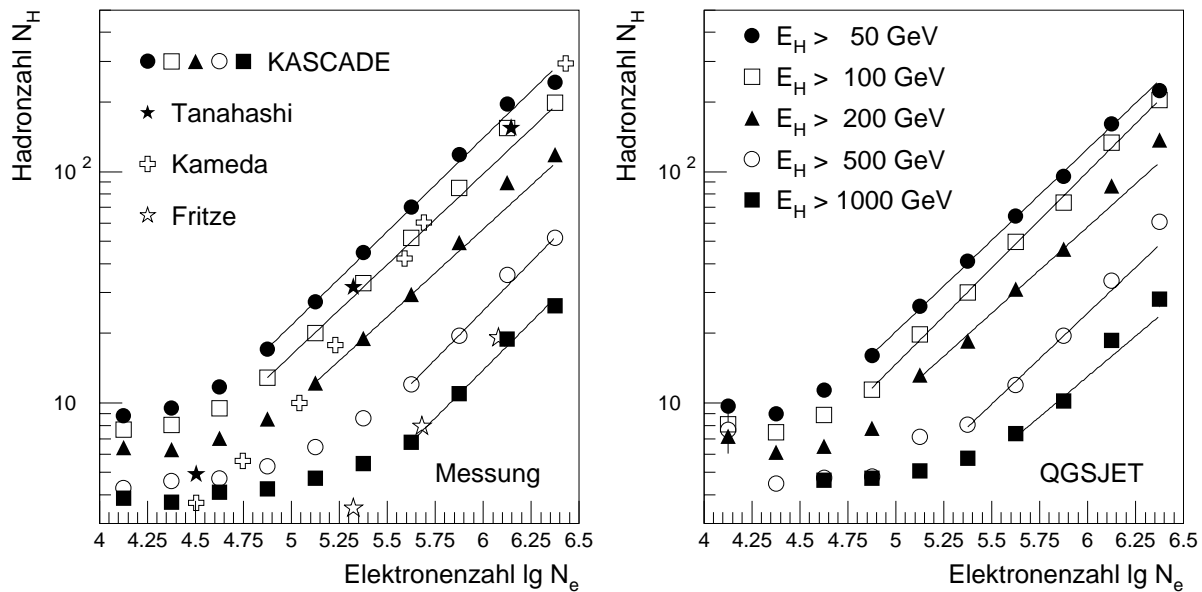


Abbildung 4.14: Hadronzahl als Funktion von N_e für verschiedene Energieschwellen. KASCADE-Messungen (links) und QGSJET-Simulationsrechnungen für protoninduzierte Schauer (rechts). Zusätzlich sind Ergebnisse anderer Experimente für $E_H > 100$ GeV [Kameda 65, Tanahashi 65] und $E_H > 0.8$ TeV [Fritze 69] eingetragen. An die KASCADE-Messungen und Simulationen wurden Potenzfunktionen angepaßt.

$E_H >$	VENUS		QGSJET		SIBYLL		KASCADE
	p	Fe	p	Fe	p	Fe	Messung
50 GeV	0.78	0.78	0.77	0.76	0.75	0.68	0.82
100 GeV	0.84	0.86	0.83	0.85	0.79	0.74	0.84
200 GeV	0.86	0.92	0.83	0.90	0.80	0.81	0.84
500 GeV	0.89	0.82	0.89	0.92	0.81	0.79	0.80
1 TeV	0.87	0.89	0.82	0.87	0.77	0.78	0.80

Tabelle 4.2: Exponenten für die Relation $N_H \propto N_e^\alpha$. Für unterschiedliche Energieschwellen sind die durch Ausgleichsrechnung bestimmten Exponenten α angegeben. Für die Fehler gilt $\sigma_\alpha \approx \pm 0.03$.

für die fünf Energieschwellen und die drei Modelle zusammengestellt. Die Exponenten sind mit relativ großen Fehlern von $\sigma_\alpha \approx \pm 0.03$ behaftet, was auf eine noch ungenügende Statistik bei den Simulationsrechnungen zurückzuführen ist. Die Anzahl der Hadronen wächst langsamer als die Elektronenzahl. Das Modell SIBYLL ergibt auffallend kleine Exponenten. Dies hängt wahrscheinlich mit dem Problem des Modelles zusammen, bei gleicher Primärenergie mehr Elektronen zu generieren als die beiden anderen Modelle. Im Rahmen ihrer statistischen Fehler sind die Exponenten unabhängig von der Energieschwelle. Für die Modelle VENUS und QGSJET betragen die Mittelwerte für Protonen etwa 0.85 und für primäre Eisenkerne ca. 0.88. Dies spiegelt die Tatsache wider, daß die hadronische Komponente im Luftschauer die elektromagnetische fortlaufend nachliefert und deshalb beide Komponenten eng mit einander korreliert sind. Die Exponenten sind jedoch signifikant kleiner als 1.00, Ergebnisse von J. Kempa [Kempa 76], die für $E_H = 100$ GeV einen Exponenten von exakt 1.00 angeben, können damit nicht bestätigt werden.

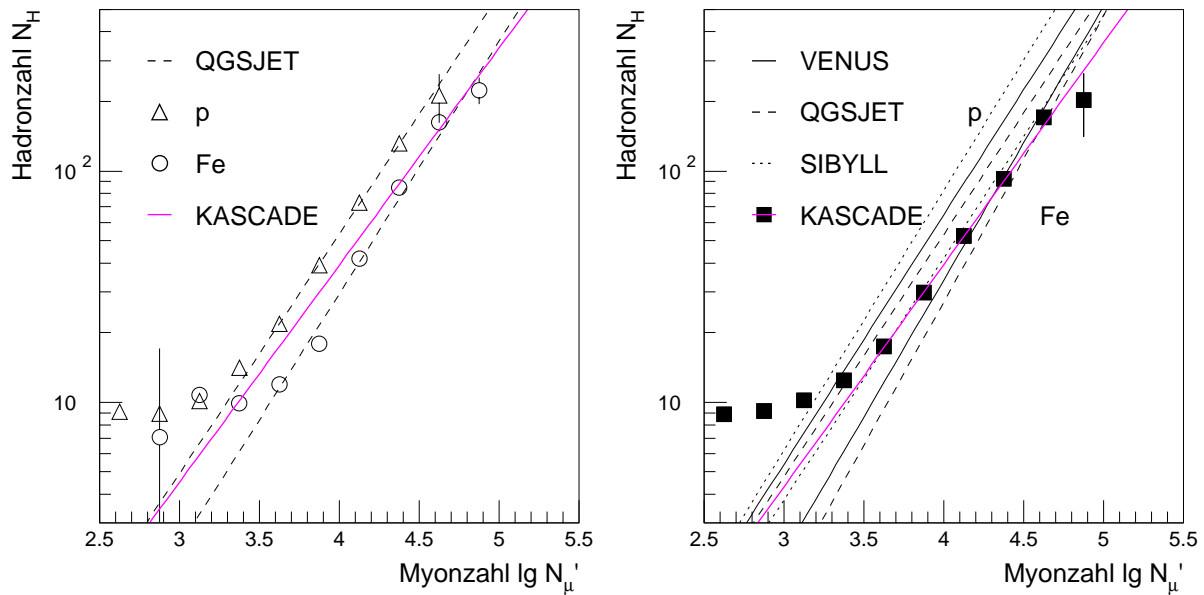


Abbildung 4.15: Hadronzahl als Funktion der Schauergroße N'_μ . Ergebnisse von Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer für das Modell QGSJET (links) und alle Modelle im Vergleich mit Meßwerten (rechts).

Die Abhängigkeit der Hadronzahl von der Schauergroße N'_μ ist in Abbildung 4.15 veranschaulicht. Zur Verdeutlichung der Streuungen sind für das Modell QGSJET die Datenpunkte explizit angegeben. Die Abhängigkeit kann durch den Ansatz $N_H \propto N'_\mu{}^\alpha$ parametrisiert werden. Die durch Anpassungsrechnung bestimmten Funktionen sind in der Abbildung eingezeichnet. Für SIBYLL ergibt sich eine größere hadronische Energiesumme als für die beiden anderen Modelle, was wahrscheinlich an der zu geringen Myonzahl liegt, die sich für SIBYLL relativ zu den anderen Modellen bei gleicher Primärenergie ergibt. Der Vergleich mit den gemessenen Daten zeigt, daß sich die Meßwerte mit zunehmender Schauergroße den Eisenkurven annähern, gleichbedeutend mit einer schwerer werdenden Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung.

Stellvertretend für die Untersuchung der unterschiedlichen Energieschwellen für die Hadronen ist in Abbildung 4.16 das Ergebnis für gemessene Daten und für QGSJET-Simulationen für protoninduzierte Schauer angegeben. In den Simulationsrechnungen ist der Wert des Exponenten α im Rahmen seiner Fehler unabhängig von der Energieschwelle. Die einzelnen Modelle unterscheiden sich hier kaum. Gemittelt über die drei Modelle ergibt sich sowohl für Protonen als auch für Eisen der Wert $\alpha \approx 1.13$. Für die Messungen ergibt sich ein Werte von $\alpha = 0.88$, die Tendenz zu schwereren Elementen zeigt sich mit steigender Schauergroße für alle Energieschwellen.

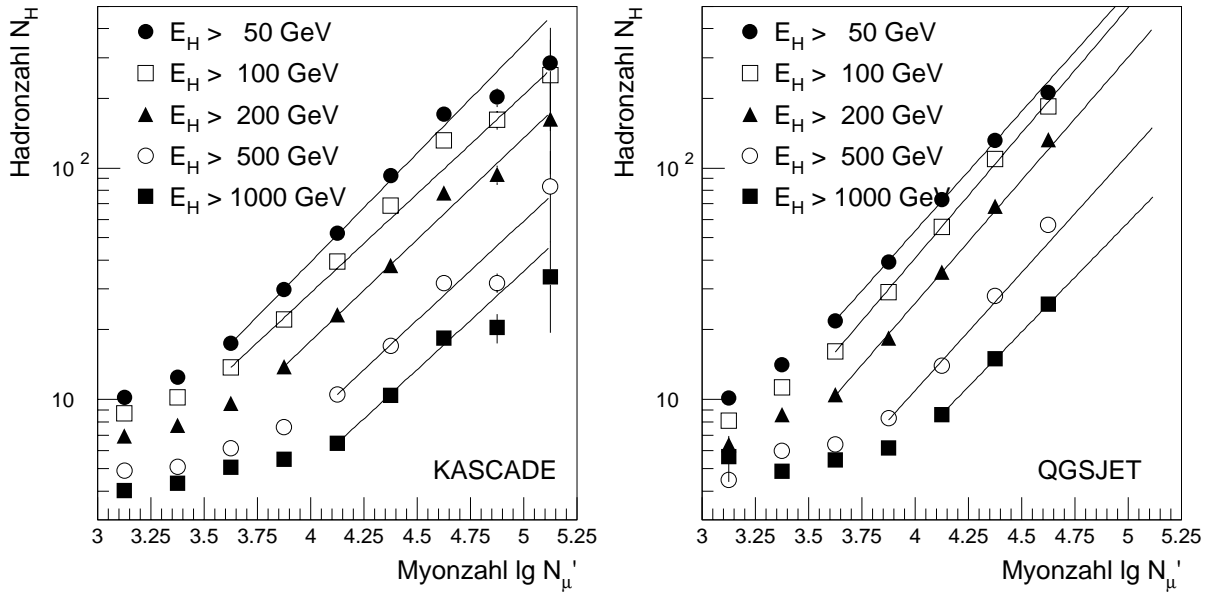


Abbildung 4.16: Hadronzahl gegen N'_μ für verschiedene Energieschwellen. Gemessene Werte (links) und Ergebnisse von QGSJET-Rechnungen für primäre Protonen (rechts).

Die zweite Größe, die hadronische Energiesumme, zeigt für die einzelnen Primärteilchentypen in den Simulationsrechnungen in einer doppeltlogarithmischen Darstellung ebenfalls einen linearen Zusammenhang mit der Schauergroße. An die Ergebnisse wurden deshalb wiederum Potenzfunktionen angepaßt, die in Abbildung 4.17 für die drei Modelle angegeben sind. In der Abbildung ist die hadronische Energiesumme für proton- und eiseninduzierte Schauer als Funktion der Elektronen- und Myonzahl wiedergegeben. Zusätzlich sind gemessene Werte von KASCADE und eines weiteren Experimentes auf Meereshöhe [Tanahashi 65] dargestellt.

Die durch Anpassungsrechnung bestimmten Exponenten sind für die unterschiedlichen Energieschwellen in Tabelle 4.3 zusammengestellt. Die Messungen zeigen mit $\alpha = 1.0$ einen flacheren Anstieg als alle Modelle, sie werden am ehesten durch SIBYLL und QGSJET wiedergegeben. Die Werte von Tanahashi et al. steigen etwa parallel zu den KASCADE-Ergebnissen an, liegen

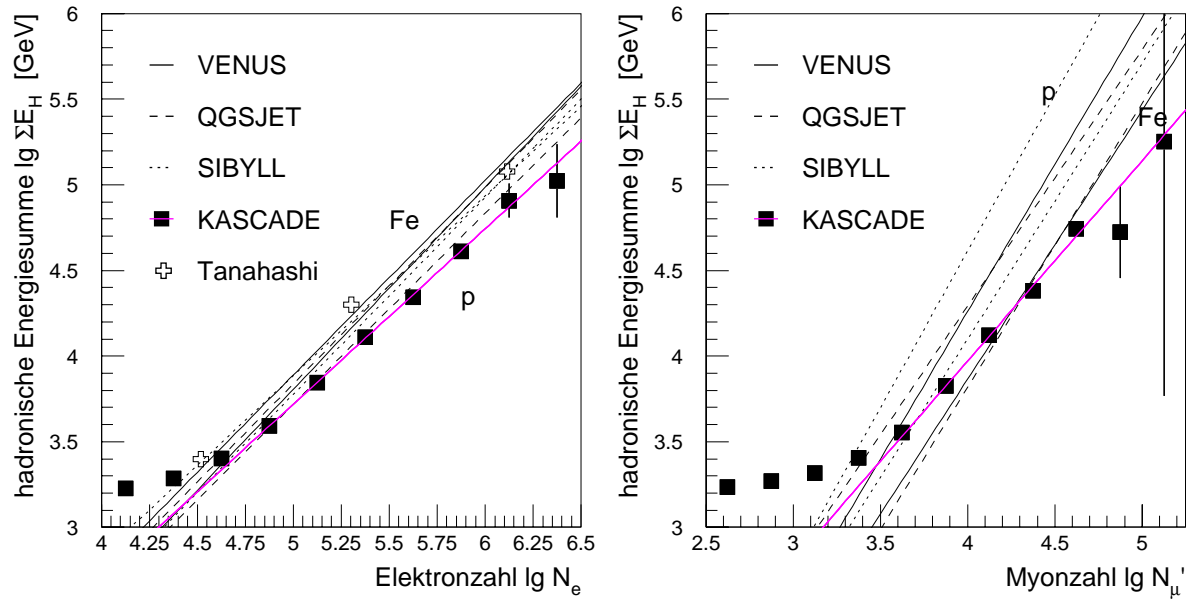


Abbildung 4.17: Hadronische Energiesumme für unterschiedliche Modelle als Funktion der Elektronenzahl (links) und der Myonzahl (rechts). Die Modellrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer werden durch ihre Ausgleichsfunktionen dargestellt, zusätzlich sind gemessene Werte von KASCADE und Tanahashi et al. [Tanahashi 65] eingetragen.

$E_H >$	VENUS		QGSJET		SIBYLL		KASCADE
	p	Fe	p	Fe	p	Fe	Messung
50 GeV	1.17	1.13	1.13	1.12	1.02	1.04	1.01
100 GeV	1.23	1.21	1.13	1.11	1.03	1.06	1.01
200 GeV	1.21	1.28	1.19	1.17	1.06	1.11	1.01
500 GeV	1.25	1.24	1.22	1.27	1.07	1.15	1.08
1 TeV	1.27	1.17	1.24	1.22	1.03	1.26	1.07

Tabelle 4.3: Exponenten für die Relation $\Sigma E_H \propto N_e^\alpha$. Für unterschiedliche Energieschwellen sind die durch Ausgleichsrechnung bestimmten Exponenten α angegeben. Die Fehler betragen $\sigma_\alpha \approx \pm 0.08$.

jedoch höher und zum Teil auch oberhalb der Modellvorhersagen. Wie im Falle der Hadronzahl scheint sich auch für die Exponenten der Energiesumme im Mittel ein von der Energieschwelle unabhängiger Wert zu ergeben. Er ist größer als 1 und beträgt für Protonschauer bei den Modellen QGSJET und VENUS $\alpha \approx 1.2$, für SIBYLL gilt $\alpha \approx 1.05$. Der Wert der Exponenten $\alpha > 1$ ist dadurch begründet, daß die Zahl der produzierten Sekundärteilchen bei einer hadronischen Wechselwirkung im Mittel nur logarithmisch mit der Energie ansteigt, die Gesamtenergie wird dadurch auf relativ wenige Teilchen verteilt, die sie tiefer in die Atmosphäre tragen. Die Vorhersagen von SIBYLL und QGSJET zeigen die beste Annäherung an die Messungen. VENUS produziert relativ zu den Elektronen zu viele Hadronen.

Ein gänzlich anderes Bild zeigt sich bei der hadronischen Energiesumme in Abhängigkeit von der Myonzahl N'_μ , wie in Abbildung 4.17 ebenfalls gezeigt. Die Modelle liefern klar getrennte Vorhersagen für verschiedene Primärteilchen. Die gemessenen Hadronenergien scheinen bei ge-

ringen Myonzahlen, d.h. niedrigen Primärenergien, Protonschauern zu entsprechen, bei hohen Energien Eisenschauer anzudeuten. Die Modelle ergeben eine deutlich größere Steigung als die Meßwerte und können die Daten oberhalb einer Schauergröße von $N'_\mu = 4.5$ nur noch unbefriedigend beschreiben. Das Modell SIBYLL produziert wiederum zuviel hadronische Energie relativ zur Zahl der Myonen.

Die Meßdaten erlauben einen weiteren interessanten Test, er betrifft die konsistente Beschreibung der hadronischen Komponente innerhalb der Modelle. Zu diesem Zweck wurde die Zahl der Hadronen als Funktion ihrer Energiesumme untersucht. In Abbildung 4.18 sind die Ergebnisse von Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Luftschauer zusammen mit Meßergebnissen wiedergegeben. Zur Veranschaulichung der Streuungen sind für das Modell QGSJET Datenpunkte mit Fehlerbalken angegeben. Für den Zusammenhang zwischen Hadronzahl und hadronischer Energiesumme gilt $N_H \propto (\sum E_H)^\alpha$. Die Kurven für primäre Eisenkerne verlaufen oberhalb derer für Protonen, d.h. die gleiche hadronische Gesamtenergie ist bei schweren Kernen auf mehr Teilchen verteilt als bei leichten. Dies ist eine Folge des Superpositionsprinzips, bei dem man den Luftschauer eines schweren Kernes als Superposition mehrerer Protonschauer beschreibt.

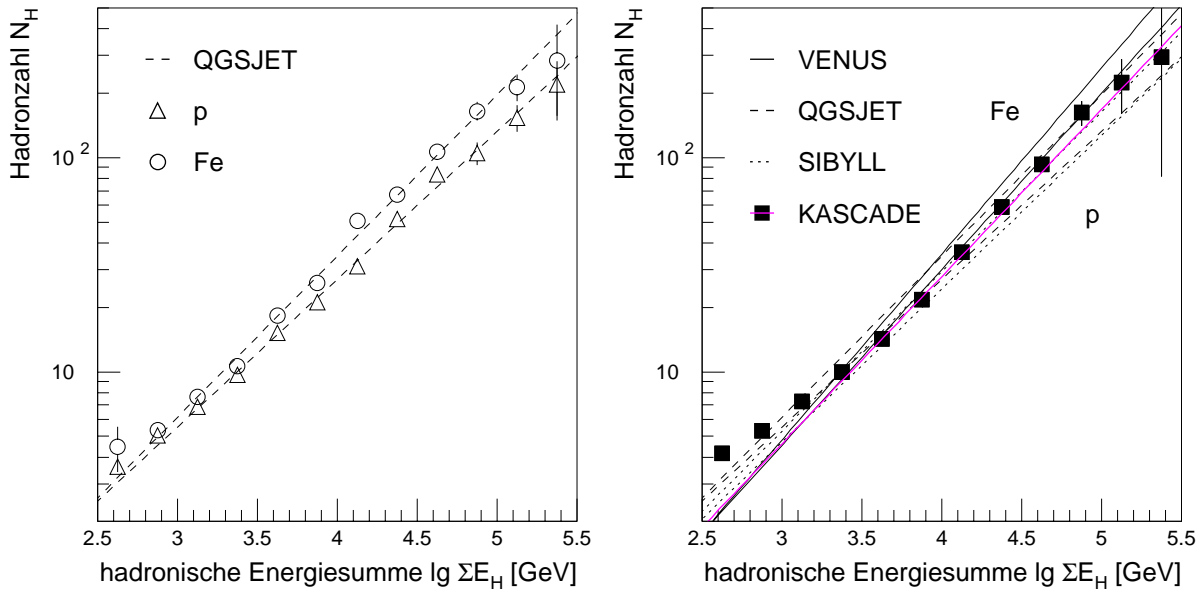


Abbildung 4.18: Zahl der Hadronen als Funktion ihrer Energiesumme. Die Ergebnisse von Simulationsrechnungen für primäre Protonen und Eisenkerne für QGSJET (links) und alle Modelle (rechts) sind angegeben. Zusätzlich sind Meßergebnisse dargestellt (rechts).

Die Exponenten α der Relation $N_H \propto (\sum E_H)^\alpha$ wurden für unterschiedliche Hadronenergieschwellen bestimmt und sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt. Abbildung 4.19 zeigt exemplarisch die Ergebnisse für gemessene Daten und QGSJET-Rechnungen für protoninduzierte Schauer. Die Exponenten sind bis zu einer Energieschwelle von 200 GeV näherungsweise konstant und zeigen darüber einen leichten Abfall. Die Exponenten für Eisenschauer sind grundsätzlich größer als diejenigen für Protonschauer. VENUS ergibt im Vergleich zu den beiden anderen Modellen einen etwas stärkeren Anstieg. Während die simulierten Werte exakt einem Potenzgesetz folgen, sind die gemessenen Daten leicht gekrümmt, und sie können nicht über den gesamten, in Abbildung 4.19 angegebenen Bereich durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Dies ließe sich durch eine Änderung der Elementzusammensetzung in Abhängigkeit von der Schauergröße erklären.

$E_H >$	VENUS		QGSJET		SIBYLL		KASCADE
	p	Fe	p	Fe	p	Fe	Messung
50 GeV	0.77	0.83	0.69	0.77	0.67	0.72	0.78
100 GeV	0.77	0.84	0.69	0.78	0.68	0.75	0.82
200 GeV	0.77	0.85	0.71	0.81	0.68	0.78	0.78
500 GeV	0.71	0.74	0.65	0.73	0.62	0.76	0.81
1 TeV	0.66	0.69	0.57	0.73	0.66	0.71	0.72

Tabelle 4.4: Exponenten α für $N_H \propto (\sum E_H)^\alpha$. Die Parameter wurden für proton- und eiseninduzierte Schauer sowie für gemessene Daten durch Ausgleichsrechnung bestimmt. Die Werte sind mit einem Fehler $\sigma_\alpha \approx 0.04$ behaftet.

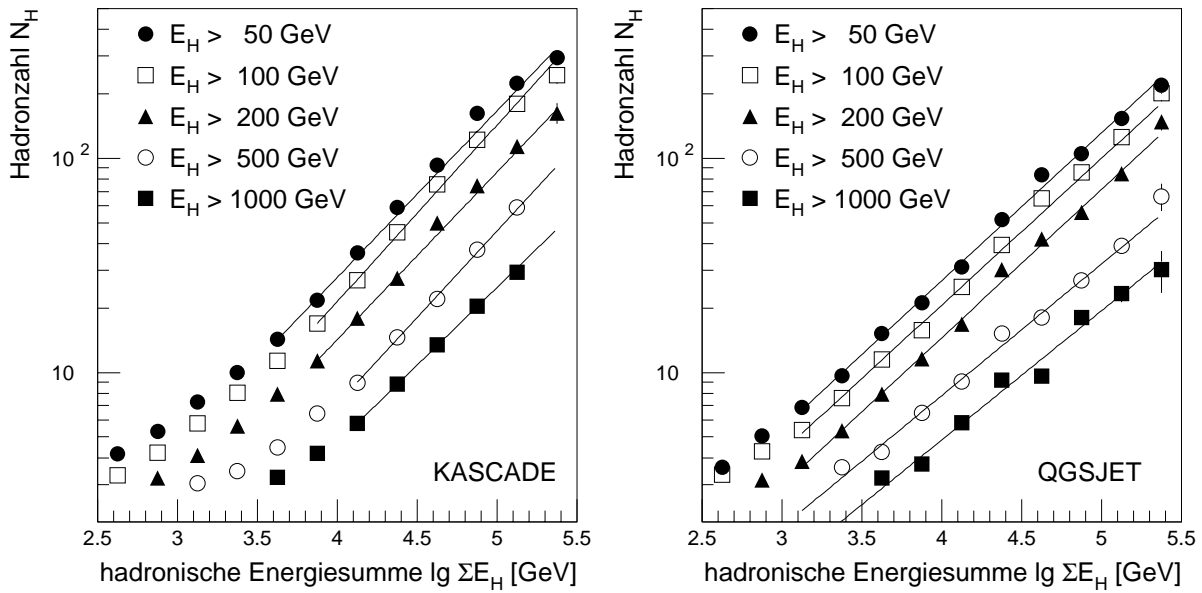


Abbildung 4.19: Zahl der Hadronen als Funktion von $\sum E_H$ für verschiedene Energieschwellen. Meßergebnisse (links) und QGSJET-Simulationsrechnungen für protoninduzierte Schauer (rechts).

4.5 Differentielles Energiespektrum der Hadronen

Neben den Auftrefforten der einzelnen Hadronen enthält ihre Energie wesentliche Informationen über einen Luftschauder. Das differentielle Energiespektrum der Hadronen ist in Abbildung 4.20 beispielhaft für das Schauergrößenintervall $3.75 \leq \lg N'_\mu < 4$ ($E_0 \approx 1.5 \cdot 10^{14}$ eV) dargestellt. Bei hohen Energien oberhalb einiger hundert GeV fallen die Hadronenzahlen steil ab, unterhalb $\hat{E} \approx 100$ GeV führt die abnehmende Rekonstruktionseffizienz zu einer starken Reduzierung der Hadronen. Zur Parametrisierung der Simulationsrechnungen wird an die Spektren die Funktion

$$\frac{dN}{dE_H} = \begin{cases} A \cdot e^{-\left(\frac{\lg \hat{E} - \lg E_H}{0.25}\right)^3} & ; E_H < \hat{E} \\ A \cdot e^{-\left(\frac{\lg E_H - \lg \hat{E}}{B}\right)^C} & ; E_H \geq \hat{E} \end{cases} \quad (4.7)$$

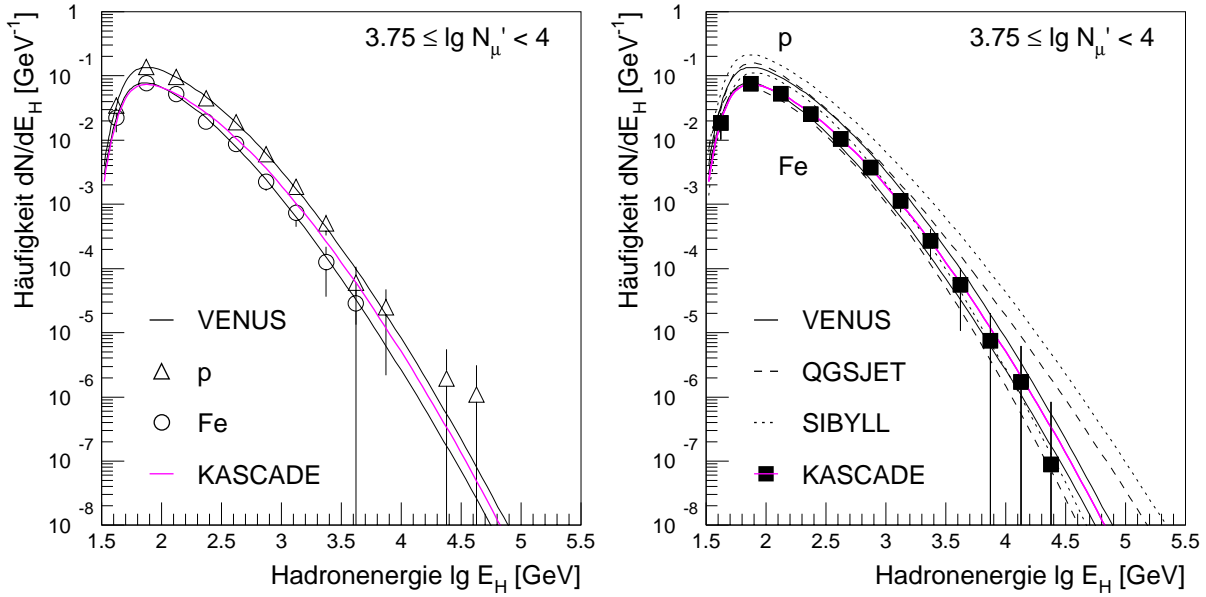


Abbildung 4.20: Differentielles Energiespektrum der Hadronen für feste Schauergroße N'_μ ($E_0 \approx 1.5 \cdot 10^{14}$ eV) für simulierte primäre Protonen und Eisenkerne sowie gemessene Daten (QGSJET links, alle Modelle rechts). An die Verteilungen wurden Funktionen nach Gleichung 4.7 angepaßt.

durch Variation der Parameter $A \dots C$ und \hat{E} angepaßt. Der effizienzbedingte Anstieg wird befriedigend durch die fest vorgegebene Funktion beschrieben. Zur Beschreibung des Abfalles der Spektren im Bereich $E > \hat{E}$ wird in der Literatur oft eine einfache Exponentialfunktion, also $C \equiv 1$ in Gleichung 4.7, verwendet. Dieser Ansatz ist aber nicht ausreichend, die Werte für C liegen im Bereich 1.3–1.6. Der Abfall der Kurven wird durch den Parameter B charakterisiert, typische Werte hierfür betragen ca. 0.4–0.6. Für die gezeigte Klassifizierung nach der Myonzahl kann SIBYLL die gemessene Energieverteilung nicht wiedergeben, QGSJET und VENUS dagegen liefern Vorhersagen, die gut zu den Meßergebnissen passen.

Bei der Diskussion der lateralen Energiedichten für verschiedene Energieschwellen ergab sich (siehe Abbildung 4.10), daß der Beitrag hochenergetischer Hadronen zur Gesamtenergiedeposition mit zunehmendem Abstand vom Schauerzentrum abnimmt. Um dieses Ergebnis zu verifizieren, wurden Hadronenergiespektren für unterschiedliche Abstände vom Schauerzentrum untersucht. Beispielhaft zeigt Abbildung 4.21 solche Energiespektren für fünf Abstandsintervalle im Bereich bis zu 10 m Radius für die Schauergroße $4.5 \leq \lg N'_\mu < 4.75$, entsprechend $E_0 \approx 15$ PeV. In der Abbildung sind gemessene Werte und Ergebnisse von VENUS-Simulationen für protoneninduzierte Schauer dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Abnahme der Zahl hochenergetischer Hadronen mit zunehmendem Abstand. Zur Parametrisierung wurden zu Gleichung 4.7 ähnliche Funktionen verwendet, jedoch mit variablen Parametern für den Funktionsteil bei niedrigen Energien. Die Maxima der Verteilungen verschieben sich von $\hat{E} \approx 400$ GeV im innersten Bereich bis zu $\hat{E} \approx 100$ GeV im Intervall $8 \text{ m} \leq r < 10 \text{ m}$. Der Abfall des Spektrums für kleine Energien im Schauerzentrum folgt aus der Tatsache, daß bei hohen Hadronendichten nicht alle niederenergetischen Hadronen einzeln aufgelöst werden können. Die Untersuchungen bestätigen die bereits aus den Abbildungen 4.6 und 4.10 abgeleitete Aussage, daß hochenergetische Hadronen eng um die Schauerachse konzentriert sind.

Wie bei den Lateralverteilungen ist es auch bei den Energieverteilungen interessant, mittels der Schauergroße N_e zu klassifizieren. Exemplarisch zeigt Abbildung 4.22 die Energiespektren für

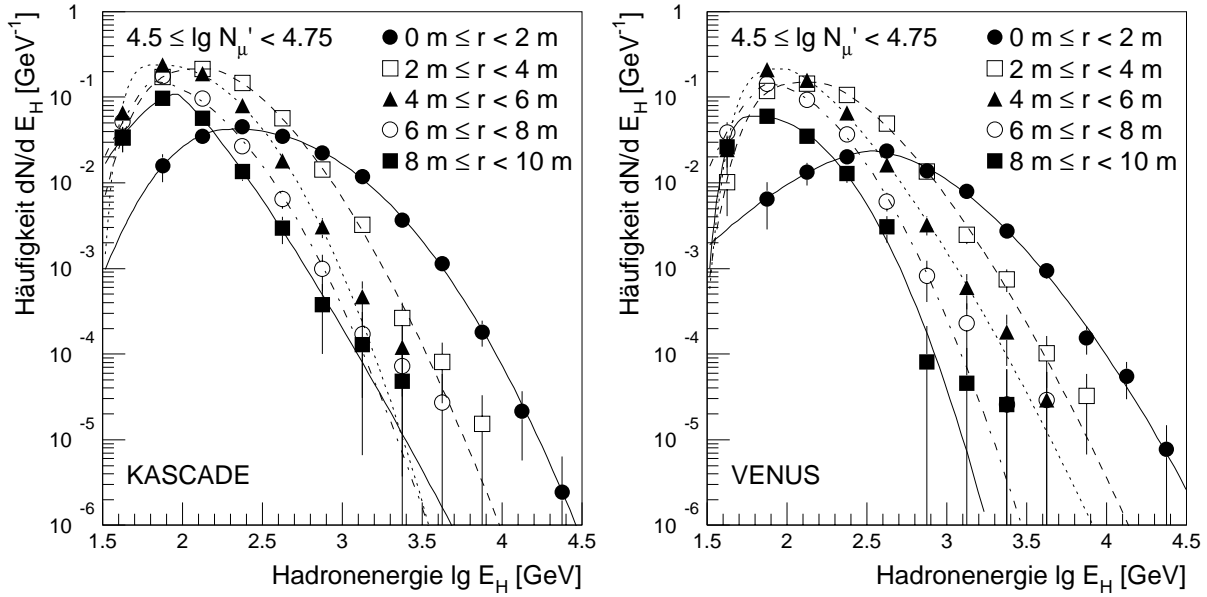


Abbildung 4.21: Radiale Energiespektren. Im Intervall $4.5 \leq \lg N'_\mu < 4.75$ ($E_0 \approx 1.5 \cdot 10^{16}$ eV) sind Hadronenspektren für unterschiedliche Abstandsintervalle aufgetragen. Gemessene Werte links und VENUS-Rechnungen für primäre Protonen rechts.

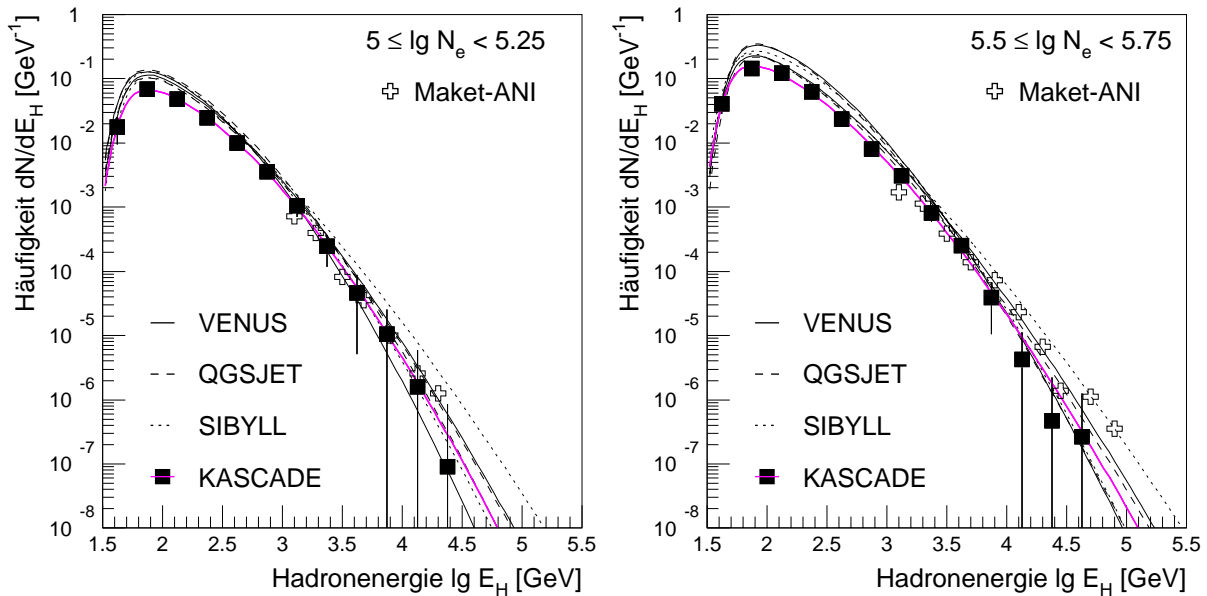


Abbildung 4.22: Hadronische Energiespektren für Schauergroße N_e . In den Bereichen $5 \leq \lg N_e < 5.25$ (links) und $5.5 \leq \lg N_e < 5.75$ (rechts) sind für die drei Modelle jeweils Werte für primäre Eisenkerne und Protonen angegeben, zusätzlich sind Meßwerte von KASCADE und Maket-ANI [Ter-Ant 95] dargestellt. Die Bereiche entsprechen Primärenergien von $E_0 \approx 2$ PeV und $E_0 \approx 6$ PeV.

die Elektronenzahlen $5 \leq \lg N_e < 5.25$ ($E_0 \approx 2$ PeV) und $5.5 \leq \lg N_e < 5.75$ ($E_0 \approx 6$ PeV). Die Ergebnisse für proton- und eiseninduzierte Schauer werden durch Funktionen nach Gleichung 4.7 repräsentiert. Die untersuchten Modelle liegen für die N_e -Einteilung sehr dicht zusammen, eine Trennung nach Primärmasse ist nicht möglich, da die Elektronen laufend aus der hadronischen Komponente nachgeliefert werden, beide Komponenten also eng miteinander korreliert

sind und die gemessenen Teilchen beider Komponenten im wesentlichen aus den letzten Entwicklungsstadien des Schauers in der Atmosphäre stammen. Meßergebnisse von KASCADE und vom Experiment Makt-ANI⁵ [Ter-Ant 95] sind ebenfalls eingezeichnet. Die Meßdaten werden durch alle Modelle gleichmäßig gut beschrieben. Bei hohen Primärenergien deutet sich bei Makt-ANI ein etwas härteres Energiespektrum an, das seine Ursache wahrscheinlich in der geringeren atmosphärischen Tiefe dieses Experimentes hat.

Eine Zusammenstellung aller gemessenen Energiespektren im Bereich $3.75 \leq \lg N_e < 6.5$ ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Dieser Schauergrößenbereich entspricht etwa einem Intervall von 10^{14} eV bis $3 \cdot 10^{16}$ eV in der Primärenergie. Der Abfall der Spektren bleibt mit zunehmender Energie näherungsweise konstant, die Werte für den Parameter B betragen ca. 0.45. Die Krümmung der Verteilungen verringert sich mit wachsender Schauergröße, der Parameter C nimmt kontinuierlich von ca. 1.6 auf etwa 1.3 ab. Dies ist gleichbedeutend mit einem Anstieg des Anteiles der hochenergetischen Hadronen in den Luftschauern, d.h. die Energiespektren werden härter.

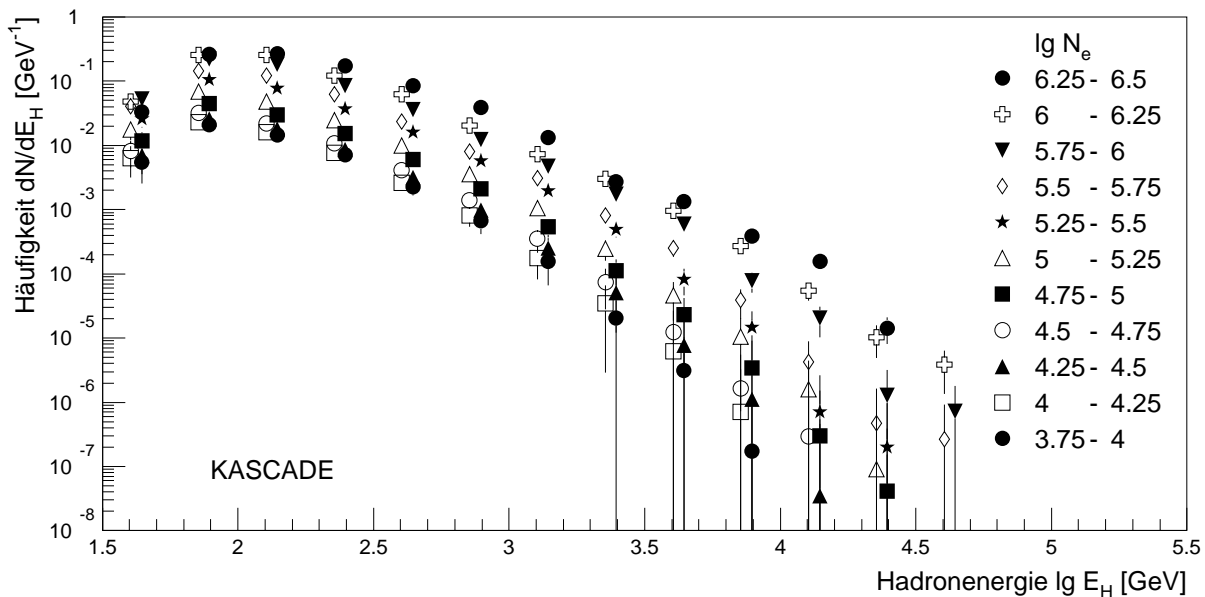


Abbildung 4.23: Gemessene Hadronenergiespektren für verschiedene Schauergrößen N_e . Der Bereich $3.75 \leq \lg N_e < 6.5$ entspricht einem Bereich in der Primärenergie von 10^{14} eV $< E_0 < 3 \cdot 10^{16}$ eV. Zur Reduktion von Überdeckungen sind die Punkte alternierend in der Energie versetzt gezeichnet.

4.6 Aufteilung der Hadronenergie in Luftschauern

Die Aufteilung der Energie innerhalb eines Luftschauers auf die einzelnen Hadronen ist ein weiteres Kriterium für den Modellvergleich. Zu diesem Zweck wurden mehrere Observablen in Abhängigkeit von der Schauergröße untersucht: So zum Beispiel das Verhältnis der höchsten Hadronenergie in einem Schauer zur Energiesumme und zur mittleren Energie pro Hadron im Schauer, die Verhältnisse der Energie der einzelnen Hadronen zur ihrer Summe und zur mittleren Energie, sowie das Verhältnis von mittlerer Energie zu Energiesumme. Von den untersuchten

⁵Makt-ANI befindet sich auf dem Berg Aragats/Armenien auf einer Höhe, die einer atmosphärischen Tiefe von 700 g/cm^2 entspricht.

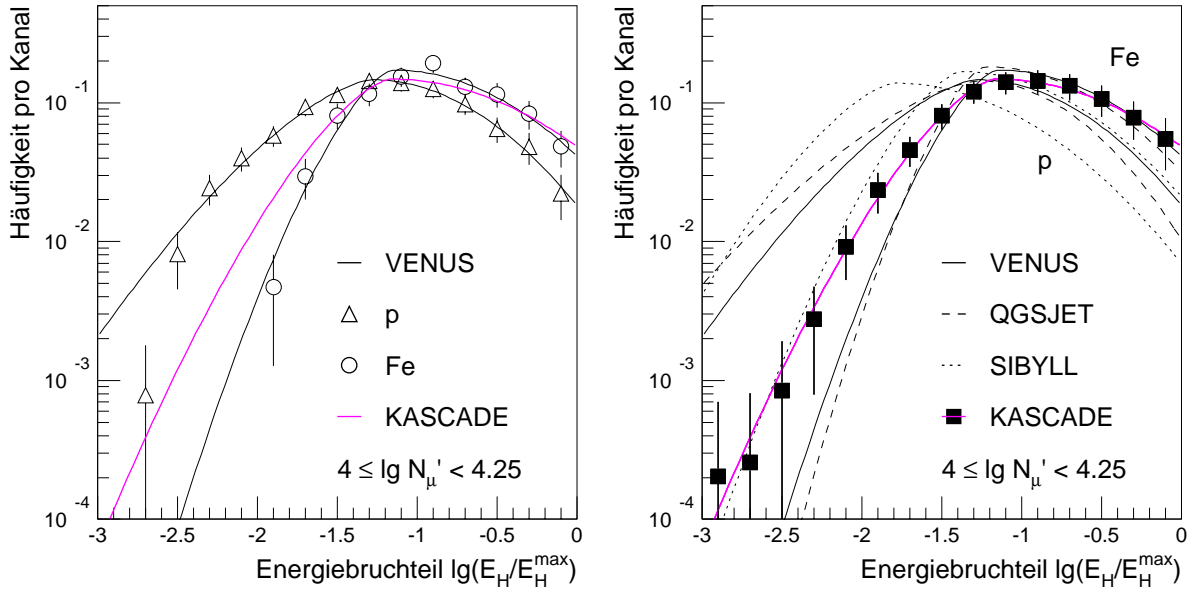


Abbildung 4.24: Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile für Schauergröße N'_μ . Im Intervall $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$ sind die relativen Häufigkeiten der Energie der Hadronen normiert auf die jeweils höchste Energie pro Schauer für Ergebnisse von VENUS-Rechnungen (links) und allen Modellen (rechts) für proton- und eiseninduzierte Schauer aufgetragen. Zusätzlich sind Meßdaten eingezeichnet. An die Spektren wurden Funktionen nach Gleichung 4.8 angepaßt.

Größen erwies sich das Verhältnis der Energie jedes einzelnen Hadrons zum jeweils höchstenergetischen Hadron in einem Ereignis als die aussagekräftigste Observable, sie wird im folgenden näher diskutiert⁶.

Stellvertretend für die Untersuchungen in allen N'_μ -Intervallen zeigt Abbildung 4.24 für das Intervall $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$ ($E_0 \approx 4$ PeV) eine Häufigkeitsverteilung für die relative Hadronenergie, normiert auf die höchste Energie pro Schauer. Für die drei Modelle sind Ergebnisse von Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer angegeben. Innerhalb der letzteren ist die Energie gleichmäßiger auf die Hadronen verteilt, während bei protoninduzierten Schauern ein hochenergetisches Hadron die Energiedeposition dominieren kann. In den Verteilungen sind relative Häufigkeiten pro Schauer abgegeben, konstruktionsbedingt ist damit das Integral über die Kurven für primäre Protonen und Eisenkerne gleich, die Kurven müssen sich also schneiden. Ihr Verlauf läßt sich mittels der Funktion

$$\frac{dN}{d \lg \xi} = \begin{cases} A \cdot e^{-\left(\frac{\lg \xi_0 - \lg \xi}{B}\right)^C} & ; \xi < \xi_0 \\ A \cdot e^{-\left(\frac{\lg \xi - \lg \xi_0}{D}\right)^E} & ; \xi \geq \xi_0 \end{cases} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{E_H}{E_H^{\max}} \quad (4.8)$$

durch Anpassen der Parameter $A \dots E$ und ξ_0 beschreiben, ξ_0 gibt hierbei den Scheitel der Verteilung an. Die Kurven zeigen ein asymmetrisches Verhalten, die Koeffizienten C und E sind deshalb verschieden, typische Werte betragen $C \approx 1.5$ und $E \approx 2.0$. Die Werte für B und D betragen je nach Primärenergie $B \approx 0.4 - 0.6$ und $D \approx 0.8 - 1.1$. Die gemessenen Werte liegen innerhalb der durch QGSJET und VENUS vorgegebenen Bereiche, SIBYLL ist nicht in der Lage, die Daten zu reproduzieren.

Die Abhängigkeit der Verteilungen von der Energieschwelle für die Hadronen soll bei dieser

⁶Aus Platzgründen werden die anderen Größen in dieser Arbeit nicht näher beschrieben.

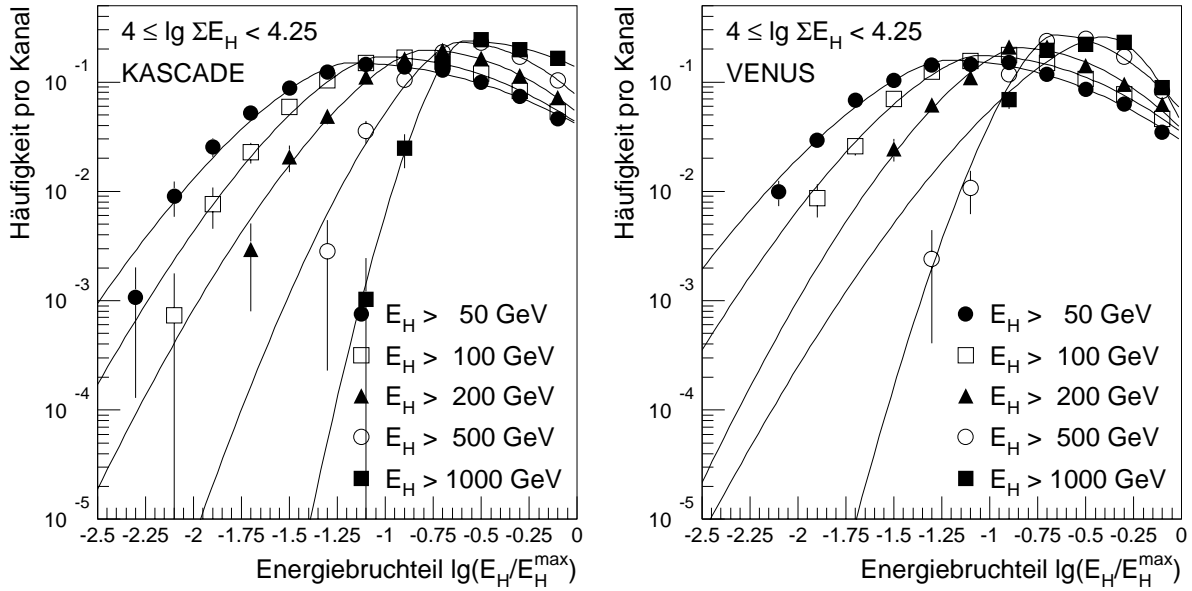


Abbildung 4.25: Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile für verschiedene Energieschwellen. Im Schauergrößenintervall $4 \leq \lg \sum E_H < 4.25$ für gemessene Daten (links) und als Beispiel VENUS-Rechnungen für Protonen (rechts). An die Werte wurden Funktionen nach Gleichung 4.8 angepaßt.

Observablen anhand eines Beispiels der Klassifizierung nach der Schauergröße $\sum E_H$ gezeigt werden. Abbildung 4.25 gibt die Ergebnisse für Schauer mit $4 \leq \lg \sum E_H < 4.25$ ($E_0 \approx 2$ PeV) wieder. Es sind gemessene Daten und als Beispiel VENUS-Rechnungen für Protonen dargestellt. Die durch Anpassungsrechnung bestimmten Parameter $\lg \xi_0$ sind in Tabelle 4.5 exemplarisch für die gleiche Schauergröße für alle Modelle zusammengestellt. Bei allen Modellen sind die Werte für primäre Eisenkerne größer als diejenigen für Protonen. Mit zunehmender Energieschwelle sinkt die Zahl der Hadronen, und folglich verschieben sich die Verteilungen mit zunehmender Schwelle in Richtung größerer Bruchteile. Die Werte liegen übereinstimmend im Bereich $\lg \xi_0 \approx 0.5 - 1.2$. Die Meßwerte liegen für alle Energieschwellen und Modelle in den durch die Extrema Protonen und Eisen vorgegebenen Bereichen.

Für die Untersuchung der Schauergrößen N_e und $\sum E_H$ sind in Abbildung 4.26 die Bereiche

	VENUS		QGSJET		SIBYLL		KASCADE
	p	Fe	p	Fe	p	Fe	Messung
$E_H > 50$ GeV	-1.26	-1.15	-1.20	-1.19	-1.22	-1.17	-1.17
100 GeV	-1.15	-0.86	-1.06	-0.94	-1.11	-1.07	-1.03
200 GeV	-0.83	-0.75	-0.87	-0.71	-0.96	-0.83	-0.85
500 GeV	-0.75	-0.74	-0.59	-0.44	-0.75	-0.58	-0.67
1 TeV	-0.59	-0.51	-0.57	-0.56	-0.62	-0.51	-0.53

Tabelle 4.5: Parameter $\lg \xi_0$ für unterschiedliche Modelle. Für proton- und eiseninduzierte Schauer sowie für Messungen sind die Parameter $\lg \xi_0$ nach Gleichung 4.8 für unterschiedliche Energieschwellen für die Schauergröße $4 \leq \lg \sum E_H < 4.25$ angegeben.

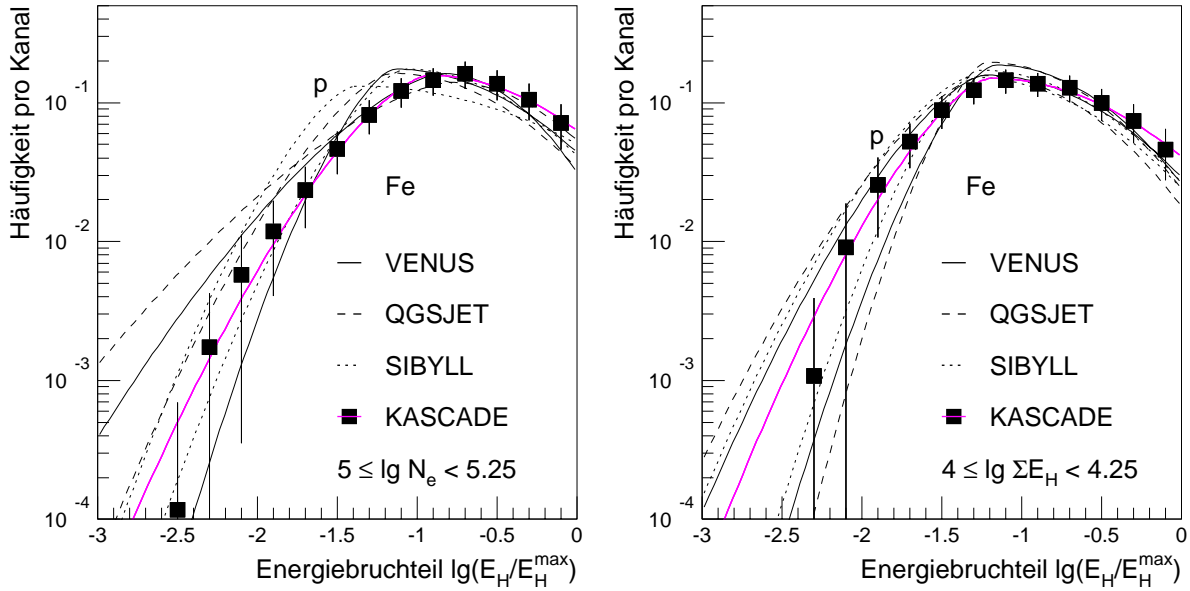


Abbildung 4.26: Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile für Schauergößen N_e und $\sum E_H$. Im Schauergößenintervall $5 \leq \lg N_e < 5.25$ (links) und $4 \leq \lg \sum E_H < 4.25$ (rechts), entsprechend jeweils $E_0 \approx 2$ PeV. An die Spektren wurden Funktionen nach Gleichung 4.8 angepaßt.

$5 \leq \lg N_e < 5.25$ und $4 \leq \lg \sum E_H < 4.25$ repräsentativ angegeben. Beide Intervalle entsprechen einer Primärenergie von $E_0 \approx 2$ PeV. Die Ergebnisse für Proton- und Eisenrechnungen liegen für beide Schauergößenparameter dichter beisammen als in der N'_μ -Einteilung. Die gemessenen Werte werden innerhalb der unterschiedlichen N_e -Bereiche durch alle Modelle gut beschrieben. Bei einzelnen Schauergößen führen statistische Schwankungen zu unerheblichen Abweichungen. Für die $\sum E_H$ Intervalle ergeben die verschiedenen Modelle ein einheitliches Bild, die Meßwerte werden von allen Modellen korrekt reproduziert.

Ein gutes Wechselwirkungsmodell muß in der Lage sein, die Meßwerte in allen Arten von Schauergößenbereichen zu reproduzieren. Betrachtet man die Verteilungen der Bruchteile der maximalen Hadronenergie für das Modell SIBYLL, so erkennt man eine gute Übereinstimmung für die $\sum E_H$ -Intervalle zwischen Messung und Simulation, in der N_e -Einteilung zeigen sich bereits Diskrepanzen, innerhalb der N'_μ -Intervalle schließlich liegen die Meßwerte gänzlich außerhalb des vorgegebenen Bereiches. An diesem Beispiel kann verdeutlicht werden, daß es zur Beurteilung der Modelle wichtig ist, alle drei Schauerkomponenten in die Untersuchungen einzubeziehen.

4.7 Maximale Hadronenergie pro Luftschauer

Die Energie der Hadronen innerhalb eines Luftschauers wurde in den vorhergehenden Abschnitten vielfältig untersucht. Im folgenden schließt sich eine weitere Größe an, die maximale Hadronenergie in einem Luftschauer. Sie ist in Abbildung 4.27 als Funktion der hadronischen Energiesumme für Simulationsrechnungen und Messungen gezeigt. Zwischen beiden Größen ergibt sich in einer doppeltlogarithmischen Darstellung ein linearer Zusammenhang, zur Parametrisierung der Ergebnisse wird deshalb der Ansatz

$$E_H^{max} \propto (\sum E_H)^\alpha \quad (4.9)$$

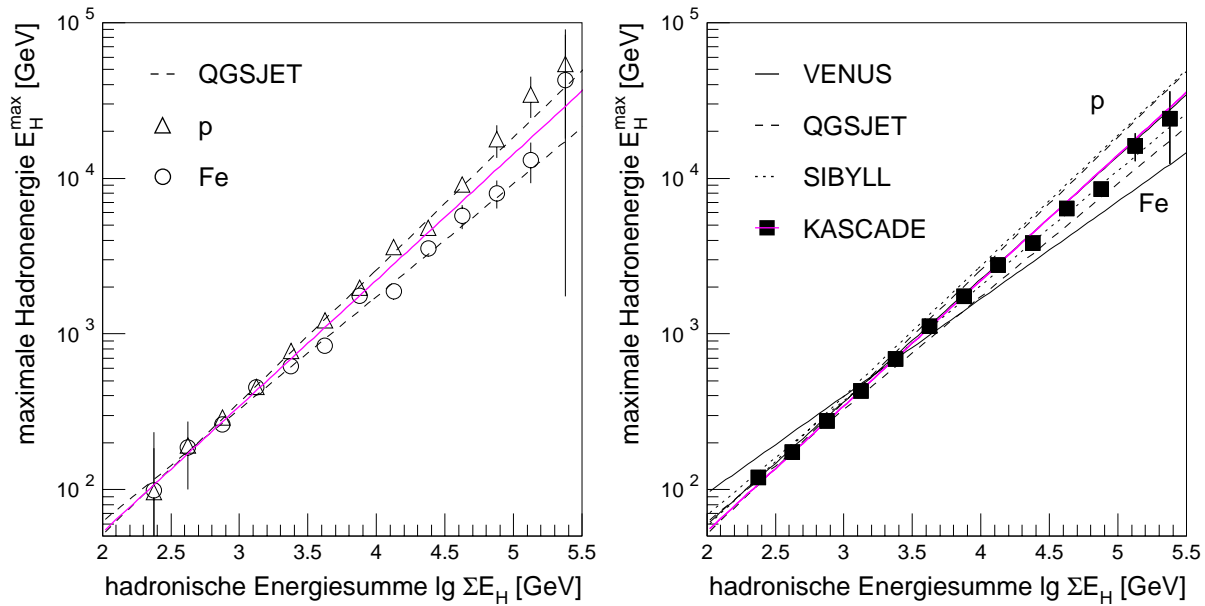


Abbildung 4.27: Maximale Hadronenergie als Funktion der hadronischen Energiesumme. Neben Meßergebnissen sind Werte für Simulationsrechnungen mit dem Modell QGSJET (links) und mit allen Modellen (rechts) für proton- und eiseninduzierte Schauer angegeben. An die Ergebnisse sind Funktionen nach Gleichung 4.9 angepaßt.

gewählt. Da ein protoninduzierter Schauer bei gleicher hadronischer Energiesumme weniger Hadronen enthält als ein eiseninduzierter (vergleiche Abbildung 4.18), und es gleichzeitig in einem Protonschauer mehr Hadronen gibt, die einen kleineren Bruchteil der maximalen Hadronenergie tragen (vergleiche Abbildung 4.26), erwartet man für einen protoninduzierten Schauer eine größere maximale Hadronenergie. Diese Erwartung wird in Abbildung 4.27 durch alle Modelle bestätigt, die Kurven für primäre Protonen verlaufen oberhalb derer für Eisenkerne. Die gemessenen Daten liegen für alle Modelle innerhalb der durch die beiden Extrema primäre Protonen und Eisenkerne vorgegebenen Bereiche. Bei der Untersuchung der Abhängigkeit von der Energieschwelle der Hadronen zeigt sich, daß die Exponenten α von dieser unabhängig sind. Die Werte für α betragen $\alpha \approx 0.80 - 0.85$ für primäre Protonen und $\alpha \approx 0.60 - 0.70$ für eiseninduzierte Schauer.

Trägt man die jeweils höchste Hadronenergie in einem Schauer über der Elektronenzahl N_e auf, so erhält man Abbildung 4.28. Es sind Ergebnisse von Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer dargestellt, die durch Meßergebnisse ergänzt werden. Im Gegensatz zur Abhängigkeit von der hadronischen Energiesumme ergibt sich in diesem Fall eine exponentielle Abhängigkeit der maximalen Hadronenergie von der Elektronenzahl. An die Werte wurde deshalb die Funktionen

$$E_H^{\max} = A \cdot e^{\left(\frac{\lg N_e}{B}\right)^{3.5}} \quad (4.10)$$

angepaßt, die die Simulationsergebnisse — wie aus Abbildung 4.28 ersichtlich — gut beschreibt. Auch in diesem Fall verlaufen die Kurven für protoninduzierte Schauer oberhalb derer für primäre Eisenkerne. Die Modelle QGSJET und SIBYLL erzeugen einen sehr steilen Anstieg, dem die Meßwerte nicht folgen, sie werden am besten durch VENUS beschrieben. Mit zunehmender Energie deutet sich eine Tendenz zu schwereren Primärteilchen an.

Die Abhängigkeit von der Myonzahl ist schließlich in Abbildung 4.29 angegeben. Wiederum sind Ergebnisse von Simulationsrechnungen für primäre Protonen und Eisenschauer zusammen

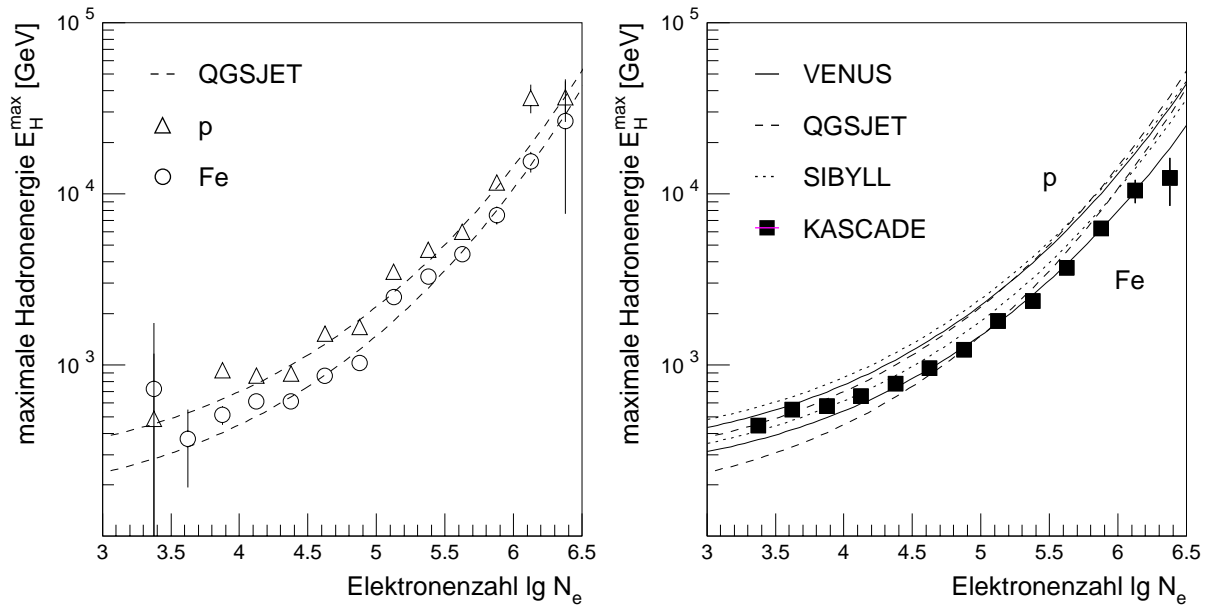


Abbildung 4.28: Maximale Hadronenergie als Funktion der Elektronenzahl. Zur Parametrisierung der Ergebnisse von Simulationsrechnungen (QGSJET links, alle Modelle rechts) für primäre Protonen und Eisenkerne wurde Gleichung 4.10 verwendet.

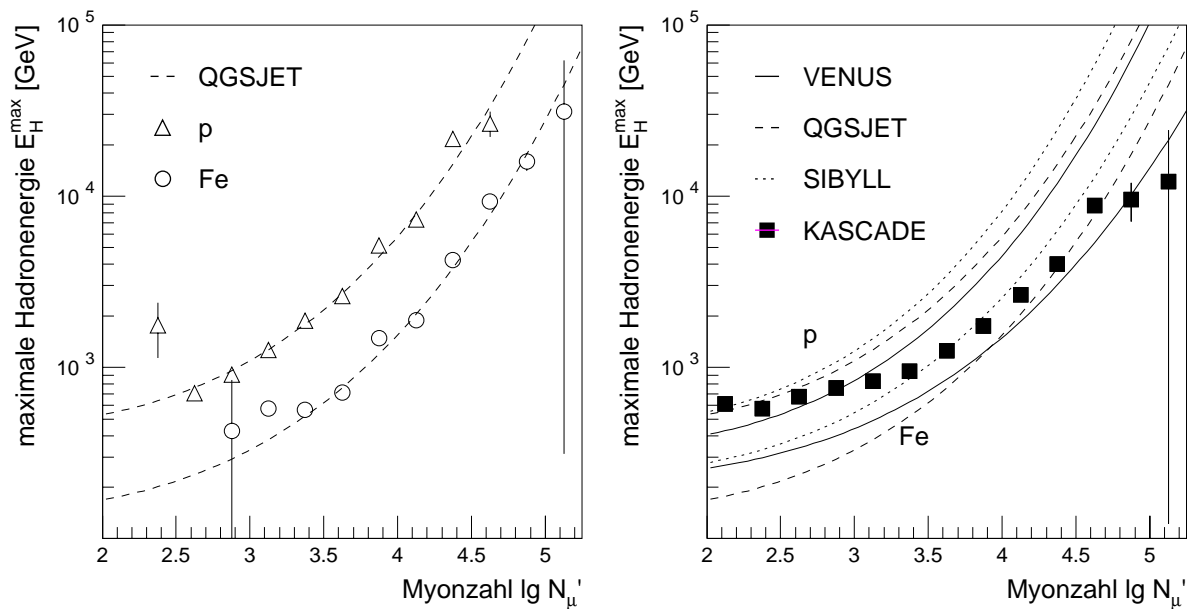


Abbildung 4.29: Maximale Hadronenergie als Funktion der Myonzahl. Es sind Ergebnisse von Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer, an die Funktionen nach Gleichung 4.11 angepaßt wurden, sowie Meßergebnisse dargestellt. Links sind Werte für das Modell QGSJET explizit einschließlich ihrer Fehlerbalken angegeben, rechts die Parametrisierungen für alle Modelle.

mit gemessenen Werten aufgetragen. In dieser Darstellung kann deutlich zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern unterschieden werden. Die maximale Hadronenergie ist bei einem primären Proton im Mittel etwa drei mal größer als bei einem Eisenkern. Zur Parametrisierung

der Ergebnisse werden Funktionen gemäß

$$E_H^{max} = A \cdot e \left(\frac{\lg N'_\mu}{B} \right)^{3.5} \quad (4.11)$$

verwendet. Wie bei der N_e -Abhängigkeit ergibt VENUS den Anstieg mit der geringsten Steigung, der am besten mit den Meßdaten verträglich ist. Bei hohen Myonzahlen liegen insbesondere die Vorhersagen von SIBYLL, aber auch diejenigen von QGSJET zu hoch.

In dieser Darstellung ist der Einfluß der Effizienz auf die Meßdaten gut zu beobachten. Unterhalb von $\lg N'_\mu \approx 3$, entsprechend einer Primärenergie von $E_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$ eV, folgen die Meßergebnisse den Protonsimulationen. Ab dieser Energie ergeben die Selektionskriterien für die Luftschauer auch für schwere Kerne eine nennenswerte Effizienz (siehe Abbildung 3.3), die Meßdaten verlaufen etwas flacher und nähern sich den Vorhersagen für eiseninduzierte Schauer. Mit steigender Primärenergie ist ein Trend zu schwereren Primärkernen zu erkennen.

4.8 Substrukturen im hadronischen Schauerkern

Zur Charakterisierung von Strukturen in Anhäufungen von Teilchen werden in der Literatur verschiedene Möglichkeiten diskutiert. So gibt es zum Beispiel Ansätze, die auf einer „Wavelet“-Analyse der Ortsverteilungen basieren [Greiner 96]. Eine Analyse von Verteilungen mit der Methode der multifraktalen Momente wurde bei KASCADE bereits erfolgreich mit hochenergetischen Myonen im Schauerkern durchgeführt [Haungs 96], diese soll in Zukunft auch für die Hadronen Anwendung finden. In dieser Arbeit wird ein weiterer Ansatz untersucht, die Methode des „Minimum-Spanning-Tree“ (MST) [Dorfan 81, Zahn 71].

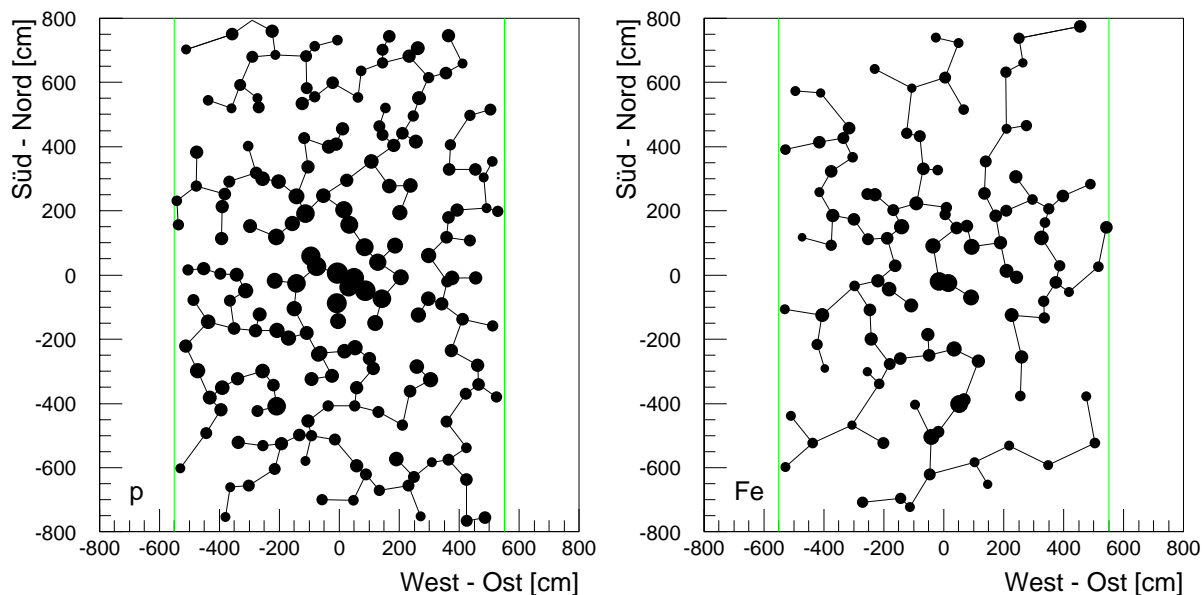


Abbildung 4.30: Zwei Ereignisse mit Minimum-Spanning-Tree. Ortsverteilung der Hadronen in einer Aufsicht des Kalorimeters für einen proton- (links) und einen eiseninduzierten Luftschauer (rechts) der Primärenergie $E_0 = 1.5 \cdot 10^{16}$ eV (QGSJET). Der Durchmesser der Punkte entspricht dem Logarithmus der Energie der Hadronen. Für das Protonereignis wurden 181, für den Eisenschauer 108 Hadronen rekonstruiert.

Bei dieser Methode werden alle Hadronen⁷ durch Linien zwischen jeweils zwei von ihnen miteinander verbunden, mit dem Ziel, die Summe aller Verbindungsstrecken zu minimieren. Für dieses Problem existiert eine mathematisch eindeutige Lösung, der „Minimum–Spanning–Tree“. Jedes Hadron ist Endpunkt mindestens einer Verbindungsstrecke. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.30 für je einen simulierten proton- und eiseninduzierten Luftschauer der Primärenergie $E_0 = 1.5 \cdot 10^{16}$ eV Ortsverteilungen der Hadronen mit den dazugehörigen minimalen Verbindungen gezeigt.

Die Wahl der Metrik zur Bestimmung des Abstandes d_{ij} zwischen den Hadronen i und j kann zur Konstruktion des MST frei gewählt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Metriken untersucht. Die einfachste Metrik ist der euklidische Abstand der Hadronen i und j mit den Orten (x_i, y_i) und (x_j, y_j)

$$d_{ij}^E = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad , \quad (4.12)$$

sie wurde in Abbildung 4.30 verwendet. Eine dreidimensionale Erweiterung erhält man durch hinzufügen der Energien E_H^i und E_H^j der Hadronen⁸

$$d_{ij}^R = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (E_H^i - E_H^j)^2} \quad . \quad (4.13)$$

Der euklidische Abstand wurde ebenfalls mit der Summe

$$d_{ij}^S = \frac{\sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}}{E_H^i + E_H^j} \quad (4.14)$$

und der Differenz

$$d_{ij}^D = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \cdot |E_H^i - E_H^j| \quad (4.15)$$

der Hadronenergien gewichtet. Für den Vergleich der Modelle sind alle untersuchten Metriken gleichwertig. Die Untersuchungen haben jedoch ergeben, daß Gleichung 4.14 die größte Sensitivität für die Bestimmung der Elementzusammensetzung besitzt. Im folgenden wird deshalb ausschließlich diese Metrik verwendet, auf eine Diskussion der anderen Metriken wird aus Platzgründen in dieser Arbeit verzichtet.

Für den Vergleich der Modelle wurden die Häufigkeitsverteilungen der minimalen Abstände zwischen den Hadronen in einem MST für unterschiedliche Schauergrößen untersucht. Eine solche Verteilung ist für das Intervall $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$, entsprechend einer Primärenergie von $E_0 \approx 4$ PeV, repräsentativ für die Untersuchung der N'_μ -Intervalle in Abbildung 4.31 angegeben. Die ungewöhnliche Einheit für den verallgemeinerten Abstand ergibt sich aus Gleichung 4.14. Es sind die Ergebnisse von VENUS-Rechnungen für primäre Protonen und Eisenkerne dargestellt. Die Verteilungen für die beiden Primärteilchen lassen sich deutlich trennen, sie sind asymmetrisch und besitzen Ausläufer zu kleinen Werten. Die Hadronen besitzen innerhalb von Protonschauern im allgemeinen eine höhere Energie und haben kleinere Abstände zueinander, die Verteilungen liegen daher in den Abbildungen im Mittel bei kleineren Abständen als die der Eisenschauer. Zur Beschreibung der Verteilungen dient die Funktion

$$\frac{dN}{d \lg d} = \begin{cases} A \cdot e^{-\left(\frac{\lg d_0 - \lg d}{B}\right)^C} & ; d < d_0 \\ A \cdot e^{-\left(\frac{\lg d - \lg d_0}{D}\right)^E} & ; d \geq d_0 \end{cases} \quad , \quad (4.16)$$

⁷ allgemein: Punkte im Raum

⁸ mit $x_i = x_i/\text{cm}$ und $E_i = E_i/\text{GeV}$.

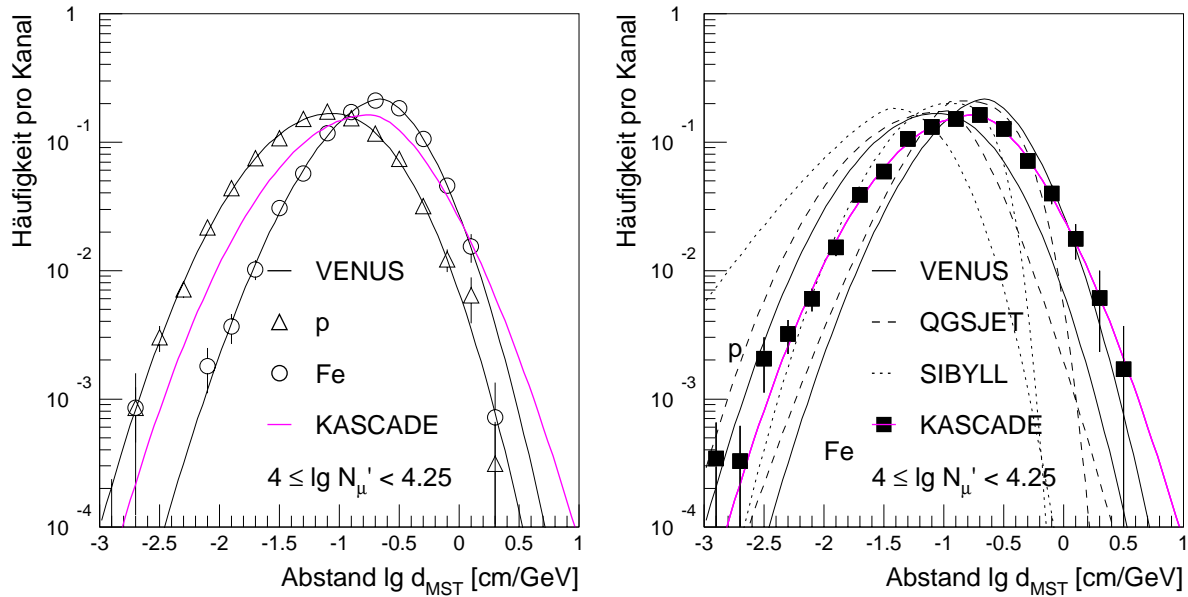


Abbildung 4.31: Häufigkeitsverteilung der MST-Abstände für Schauergöße N'_μ . Im Bereich $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$ ($E_0 \approx 4$ PeV) sind die Ergebnisse von Modellrechnungen für primäre Protonen und Eisenkerne dargestellt, links VENUSS, rechts alle Modelle. An die Verteilungen wurden Funktionen nach Gleichung 4.16 angepaßt.

die Parameter $A \dots E$ und d_0 werden durch Anpassungsrechnung bestimmt. Typische Werte der Krümmungen liegen in den Bereichen $C \approx 1.5 - 2.3$ und $E \approx 1.8 - 2.8$. Die den Abfall der Spektren charakterisierenden Parameter überdecken die Bereiche $B \approx 0.6 - 0.8$ und $D = 0.4 - 0.8$. In der Abbildung sind die Ergebnisse aller Modelle und gemessene Werte ebenfalls gezeigt. Innerhalb der N'_μ -Intervalle zeigen QGSJET und VENUSS wiederum gute Übereinstimmung mit den Messungen, die Meßdaten liegen jedoch außerhalb des von SIBYLL vorhergesagten Bereiches.

Stellvertretend für die Untersuchung der N_e - und $\sum E_H$ -Intervalle sind in Abbildung 4.32 die Verteilungen in den Bereichen $4.5 \leq \lg N_e < 4.75$ ($E_0 \approx 0.8$ PeV) und $4.25 \leq \lg \sum E_H < 4.5$ ($E_0 \approx 3$ PeV) angegeben. Bei der N_e -Unterteilung liegen die Meßdaten für alle drei Modelle innerhalb der durch die jeweiligen Extrema Protonen und Eisen in den Simulationen vorgegebenen Bereichen. Bei der Einteilung in $\sum E_H$ -Intervalle fällt auf, daß die gemessenen Spektren links ihres Scheitels d_0 bei kleinen Abständen mit allen Modellen verträglich sind, wohingegen die rechte Hälfte zum Teil Abweichungen zeigt. Je nach Schauergößenintervall sind unterschiedliche Modelle betroffen, so daß dieser Effekt auch auf ungenügende Statistik zurückzuführen sein könnte.

Abbildung 4.33 zeigt ein Beispiel für den Einfluß unterschiedlicher Hadronenergieschwellen auf die Häufigkeitsverteilungen. Für das Intervall $5 \leq \lg N_e < 5.25$ ($E_0 \approx 3$ PeV) sind dort gemessene und simulierte (VENUSS, Protonen) Spektren für fünf Energieschwellen zwischen 50 GeV und 1 TeV dargestellt. Ein Anheben der Energieschwelle führt zu einer Reduktion der Zahl der Hadronen und damit zu einer Vergrößerung der mittleren Abstände zwischen den Teilchen. Gleichzeitig steigt aber auch die mittlere Hadronenergie, diese ist in Gleichung 4.14 dominant, und die Verteilungen werden in Richtung kleinerer Werte verschoben. Dabei ändert sich die Lage des Scheitels von $d_0 \approx -0.7$ für $E_H = 50$ GeV auf $d_0 \approx -1.6$ bei 1 TeV-Hadronen. Die Meßdaten liegen zwischen den Proton- und Eisenergebnissen, der Übersichtlichkeit wegen sind

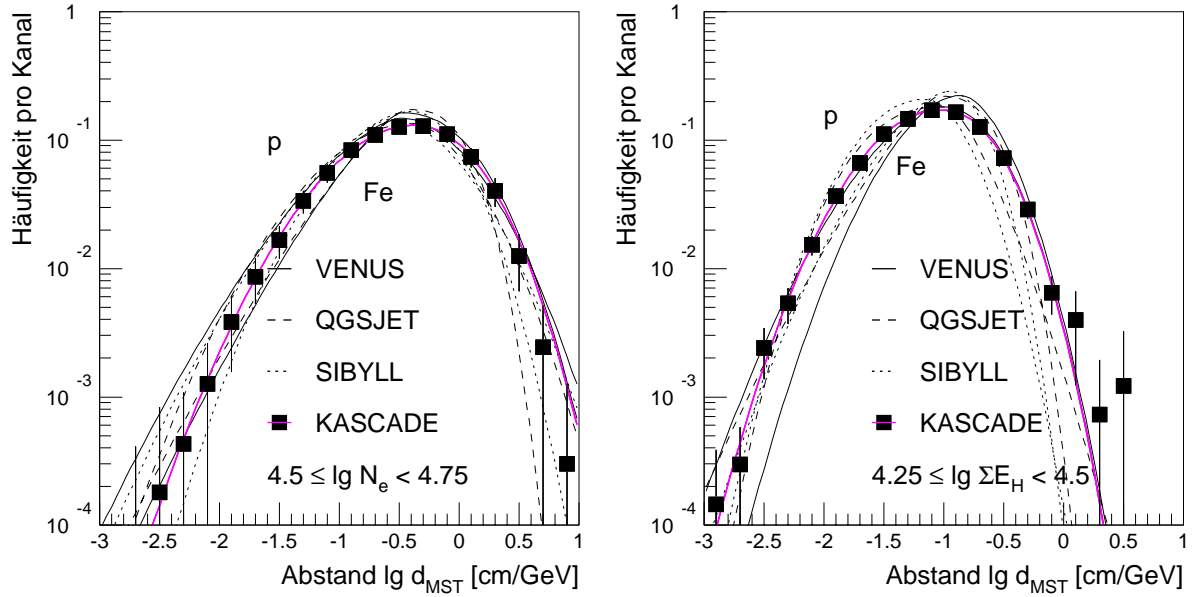


Abbildung 4.32: Häufigkeitsverteilung der MST-Abstände für die Schauergrößen N_e und $\sum E_H$. $4.5 \leq \lg N_e < 4.75$ (links) und $4.25 \leq \lg \sum E_H < 4.5$ (rechts). Die Simulationsrechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer wurden durch Funktionen nach Gleichung 4.16 parametrisiert. Zusätzlich sind gemessene Werte eingetragen.

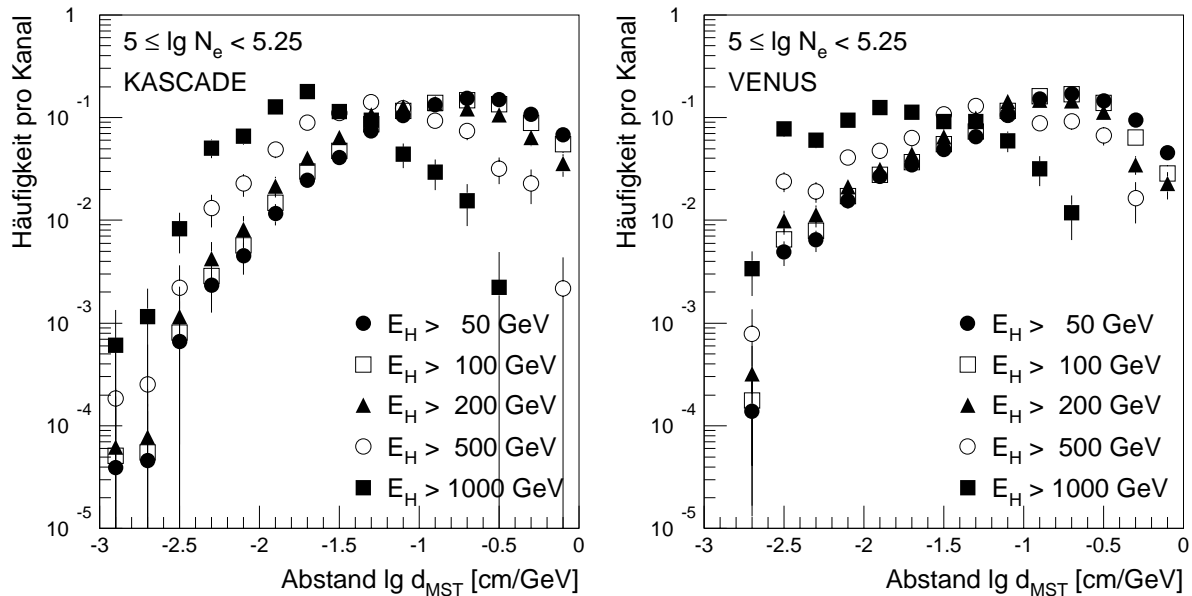


Abbildung 4.33: Häufigkeitsverteilung der MST-Abstände für unterschiedliche Energieschwellen. Gemessene Verteilungen (links) und QGSJET-Rechnungen für protoninduzierte Schauer (rechts) für $5 \leq \lg N_e < 5.25$ ($E_0 \approx 3$ PeV).

jedoch nur Kurven für Protonen dargestellt.

Die Abhängigkeit der MST-Distanzen von der Primärenergie ist in Abbildung 4.34 veranschaulicht. Im Bereich $4 \leq \lg N_e < 6.25$, entsprechend einer Primärenergie von ca. $2 \cdot 10^{14}$ eV $< E_0 < 2 \cdot 10^{16}$ eV sind die Verteilungen für gemessene Daten mit $E_H > 50$ GeV gezeigt. Mit wachsender Primärenergie steigt die mittlere Hadronenergie an, und gleichzeitig verkleinert sich

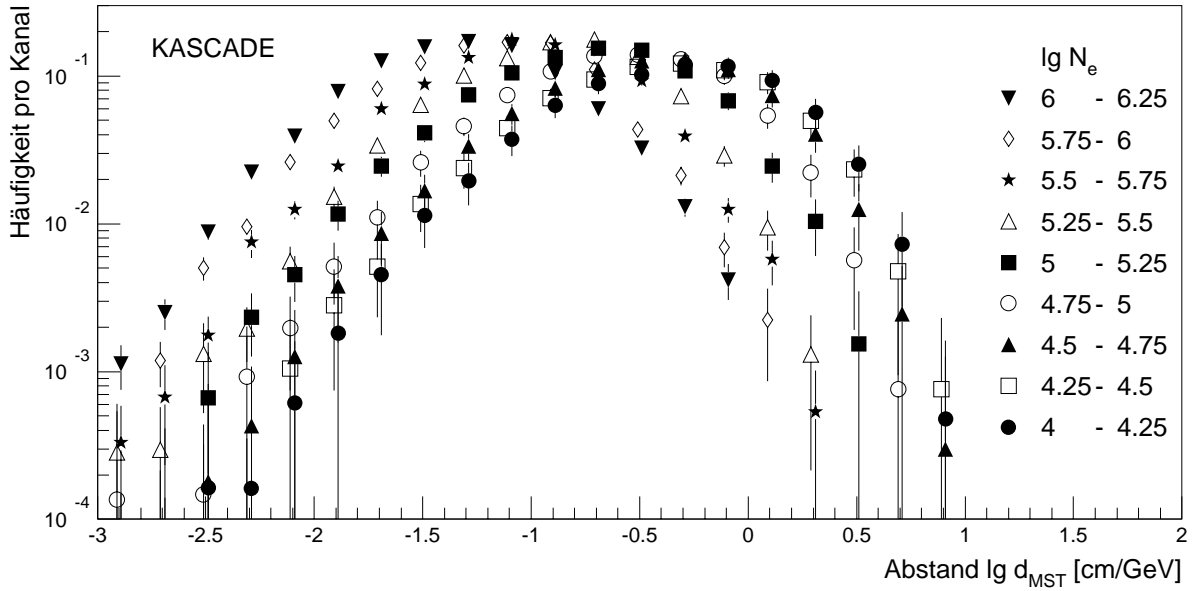


Abbildung 4.34: Häufigkeitsverteilung der MST-Abstände für unterschiedliche Schauergößen (gemessene Werte). Der Bereich $4 \leq \lg N_e < 6.25$ entspricht einem Primärenergieintervall von ca. $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} < E_0 < 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$.

der mittlere Abstand zwischen den einzelnen Teilchen im Schauer. Dadurch verschieben sich die Spektren in Richtung kleinerer Werte. Der Scheitel der Verteilungen wandert von $d_0 \approx -0.3$ bis zu $d_0 \approx -1.1$.

4.9 Zahl der Elektronen und Myonen

Abschließend wird eine nichthadronische Größe, das Verhältnis der Schauergößen von elektromagnetischer und myonischer Komponente, betrachtet. Es gilt als ein geeigneter Indikator für die primäre Masse und wurde ebenfalls für die drei Modelle untersucht. Die Myonzahl N'_μ ist in Abbildung 4.35 als Funktion der Elektronenzahl wiedergegeben. Für die Modellrechnungen sind jeweils die Ergebnisse für primäre Protonen und Eisenkerne dargestellt. Für QGSJET sind die Datenpunkte explizit angegeben, man erkennt, daß die Werte gut durch den Ansatz

$$N'_\mu \propto N_e^\alpha \quad (4.17)$$

beschrieben werden können. Der Übersichtlichkeit wegen sind für den Vergleich aller Modelle nur diese Ausgleichsfunktionen eingezeichnet. Protonen- und Eisenkurven verlaufen im wesentlichen parallel, Eisenschauer enthalten bei gleicher Elektronenzahl mehr Myonen.

Die mittels Ausgleichsrechnung ermittelten Exponenten α sind in Tabelle 4.6 für die unterschiedlichen Modelle zusammengestellt. Die Exponenten für Protonen und Eisen unterscheiden sich jeweils nur geringfügig, zwischen den Modellen bestehen jedoch Unterschiede. Dies zeigt sehr anschaulich, wie wichtig die Erarbeitung eines verlässlichen Modelles ist. Der aus den Meßdaten berechnete Exponent $\alpha = 0.78$ ist größer als die Exponenten für alle Modelle. Mit der Annahme, daß die Modelle richtig sind, läßt dies auf eine Änderung der Elementzusammensetzung schließen. Bei der Interpretation der Meßdaten unterscheiden sich die Modelle beträchtlich. Relativ zu den VENUS-Ergebnissen zeigen die Daten über den ganzen Energiebereich ein protonenartiges

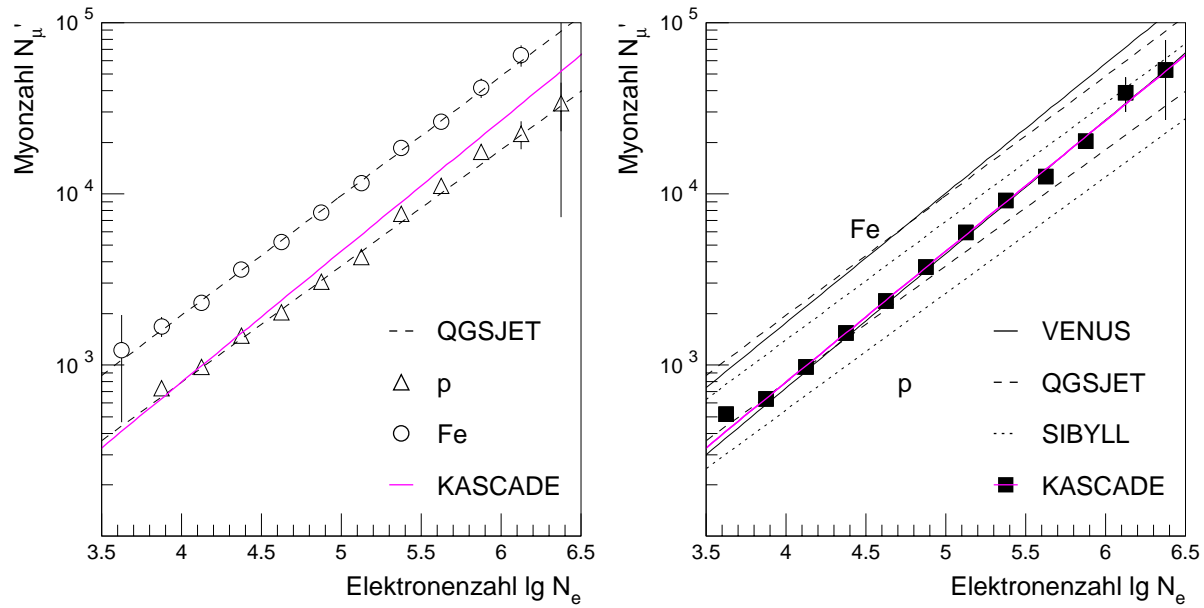


Abbildung 4.35: Myonanzahl N'_μ gegen Elektronenzahl N_e für unterschiedliche Modelle. Für QGSJET-Rechnungen (links) und alle Modelle (rechts) sind jeweils Ergebnisse für proton- und eiseninduzierte Schauer wiedergegeben. Meßergebnisse sind zusätzlich dargestellt. An die Werte wurden Funktionen nach Gleichung 4.17 angepaßt.

Verhalten, d.h. fast keine Änderung der Zusammensetzung. Für QGSJET zeigt sich ein Trend von überwiegend Protonen zu schwereren Kernen mit zunehmender Energie. Aufgrund der flachen Steigung ist dieser Trend bei SIBYLL extrem ausgeprägt und man erhält bei $\lg N_e \approx 6.5$ ($E_0 \approx 20$ PeV) eine extrem eisendominierte Zusammensetzung.

α	VENUS	QGSJET	SIBYLL	KASCADE
p	0.76	0.72	0.71	
Fe	0.75	0.74	0.71	0.78

Tabelle 4.6: Exponenten α der Relation $N'_\mu \propto N_e^\alpha$. Die Exponenten wurden für Simulationsrechnungen und Messungen durch Ausgleichsrechnung bestimmt.

4.10 Zusammenfassung

Für den vorangehenden Modellvergleich wurden die gemessenen und simulierten Daten in jeweils 16 Intervalle der Schauergrößen N'_μ , N_e und $\sum E_H$ unterteilt, zusätzlich erfolgte eine Klassifizierung für fünf unterschiedliche Hadronenergieschwellen zwischen 50 GeV und 1 TeV. Dies bedeutet, daß für jede Observable über 200 unterschiedliche Spektren existieren, von denen nur einige wenige stellvertretend gezeigt wurden.

Mehrere gemessene Observablen zeigen innerhalb der Schauergrößenintervalle einer Komponente gute Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen eines Modelles, während dasselbe Modell für eine weitere Komponente nicht in der Lage ist, die Messungen zu beschreiben. Dies unterstreicht die Wichtigkeit, bei KASCADE alle drei Schauerkomponenten, die elektromagnetische,

die myonische und die hadronische Komponente, zu messen und diese auch für systematische Untersuchungen zur Klassifizierung zu verwenden. Es hat sich ebenfalls als nützlich erwiesen, neben der Einteilung in globale Schauergößenintervalle die Daten für verschiedene Energieschwellen der Hadronen und Abstandsintervalle zu untersuchen.

Die Ergebnisse aller untersuchten Verteilungen lassen sich wie folgt zusammenfassen. Das Wechselwirkungsmodell QGSJET liefert insgesamt die beste Übereinstimmung mit gemessenen Daten. Bei der Unterteilung in Intervalle der Elektronenzahl ist das Modell VENUS oftmals nicht in der Lage, die gemessenen Daten zu beschreiben. Beim Modell SIBYLL schließlich zeigen sich systematische Abweichungen zwischen Simulation und Messung vor allem bei der Klassifizierung in Intervalle der gestutzten Myonzahl. Bei der im folgenden Kapitel durchgeführten Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung wird eine Unterteilung der Daten in N'_μ -Intervalle verwendet, die auf SIBYLL basierenden Ergebnisse sind daher mit entsprechenden Vorbehalten zu versehen.

Die gemessenen Daten werden in fast allen Observablen bis zu einer Schauergöße $\lg N'_\mu = 4.3$, die einer Primärenergie von ca. $6 \cdot 10^{15}$ eV entspricht, durch das Modell QGSJET gut und mit Einschränkungen durch das VENUS-Modell beschrieben. Darüber zeigen sich mit der Energie zunehmend Abweichungen zwischen den Modellvorhersagen und den gemessenen Daten. Diese Abweichungen treten in fast allen untersuchten Verteilungen unabhängig von der zur Klassifizierung gewählten Schauerkomponente auf.

Für Primärenergien unterhalb ca. $2 \cdot 10^{14}$ eV werden aufgrund der Abhängigkeit der Effizienz von der Primärmasse fast ausschließlich protoninduzierte Schauer selektiert. Man erwartet also eine protonenartige Signatur der Meßdaten. Ein solches Verhalten wird tatsächlich für ausnahmslos alle Observablen in den entsprechenden Schauergößenintervallen beobachtet. Mit zunehmender Primärenergie zeigt sich in allen Beobachtungsgrößen ein Trend in Richtung schwerer Elemente. Eine detaillierte quantitative Untersuchung der Zusammensetzung erfolgt im nächsten Kapitel.

5

Bestimmung der Elementzusammensetzung

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen werden Observablen untersucht, die es erlauben, durch Messung der hadronischen Komponente, Rückschlüsse auf die Natur des Primärteilchens zu ziehen [Hörandel 97a]. Für die bereits aus dem vorhergehenden Kapitel bekannten Observablen wird ihre Sensitivität auf die Masse des Primärteilchens anhand von Simulationsrechnungen gezeigt. Aus den gemessenen Luftschauern wird anschließend die primäre Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung bestimmt.

Da die Zusammensetzung als Funktion der Primärenergie angegeben werden soll, muß zunächst ein geeigneter Parameter zur Bestimmung der Energie gefunden werden. Bei der Untersuchung des Zusammenhanges zwischen der Primärenergie und den Schauergrößen N_e , N'_μ und $\sum E_H$ in Abschnitt 4.1 ergab sich übereinstimmend mit allen drei Wechselwirkungsmodellen, daß die Schauergröße N'_μ in guter Näherung unabhängig von der Masse des Primärteilchens ist. Diese Größe wird deshalb im folgenden für die Einteilung der Daten in Intervalle der Primärenergie benutzt. Die Einteilung in Intervalle der elektromagnetischen oder hadronischen Schauergröße würde aufgrund des steilen Energiespektrums zu einer Unterdrückung der schweren Elemente innerhalb der Intervalle führen.

Der Vergleich der hadronischen Wechselwirkungsmodelle im vorangehenden Kapitel hat gezeigt, daß für alle untersuchten hadronischen Observablen als Funktion der Schauergröße N'_μ die beiden Modelle QGSJET und VENUS die gemessenen Daten gut beschreiben. Das Modell SIBYLL kann die gemessenen Verteilungen nur sehr unbefriedigend wiedergeben. Dementsprechend erwartet man für die folgenden Untersuchungen für die Modelle VENUS und QGSJET glaubwürdigere Aussagen zur Elementzusammensetzung, die mit dem Modell SIBYLL abgeleiteten Ergebnisse sind mit entsprechenden Vorbehalten zu versehen. Insbesondere wird keine Übereinstimmung der Ergebnisse der Modelle VENUS und QGSJET mit denen von SIBYLL erwartet.

5.1 Relativer Abstand von Verteilungen als Massenparameter

Zur Bestimmung der mittleren Masse der Primärteilchen wird in den folgenden Abschnitten die Lage einer gegebenen Verteilung relativ zu den Referenzverteilungen für die Extrema primärer Protonen und Eisenkerne beurteilt. Zur quantitativen Charakterisierung des relativen Abstandes zwischen den Verteilungen wird der **mittlere relative Abstand**

$$\lambda(a, b) = \frac{\int_a^b \frac{f_D(x) - f_p(x)}{f_{Fe}(x) - f_p(x)} dx}{b - a} \quad \text{oder} \quad \lambda(k, l) = \frac{\sum_{i=k}^l \frac{f_D(x_i) - f_p(x_i)}{f_{Fe}(x_i) - f_p(x_i)}}{l - k + 1} \quad (5.1)$$

definiert. Der mittlere Abstand ist sowohl in Integral- als auch in Summendarstellung angegeben, beide Definitionen sind in der Praxis äquivalent. Sie geben den mittleren Abstand einer

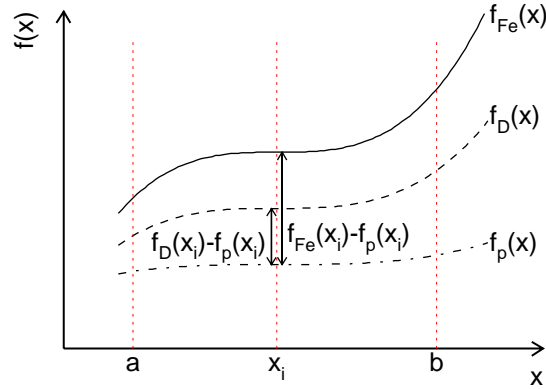


Abbildung 5.1: Definition des mittleren relativen Abstandes λ .

Verteilung f_D zur Verteilung f_p normiert auf den Abstand der Verteilungen f_p und f_{Fe} an. Zur Reduktion von statistischen Unsicherheiten wird hierzu über einen Bereich $[a, b]$ gemittelt. Die Definition des Abstandes ist in Abbildung 5.1 graphisch veranschaulicht. Per Konstruktion ist für protoninduzierte Schauer $\lambda_p \equiv 0$ und für primäre Eisenkerne $\lambda_{Fe} \equiv 1$.

Der Abstandsparameter λ soll in der Analyse als Maß für die Elementzusammensetzung dienen, es muß deshalb ein Zusammenhang zwischen der Massenzahl A der Primärteilchen und λ hergestellt werden. Besteht eine gegebene Menge von Primärteilchen ausschließlich aus Protonen und Eisenkernen, wobei der relative Anteil des Eisens mit r bezeichnet wird, so gilt für die Verteilung einer beliebigen Observablen

$$f_D = r \cdot f_{Fe} + (1 - r) \cdot f_p \quad . \quad (5.2)$$

Per Konstruktion gilt dann $r \equiv \lambda$, d.h. der Abstand ist proportional zum relativen Anteil des Eisens. Bei mehreren Komponenten ist die Angabe der relativen Anteile schwieriger, und man beschränkt sich daher auf die Angabe einer mittleren Masse. Diese kann auf mehrere Arten angegeben werden. Besteht eine Menge von Primärteilchen aus verschiedenen Massengruppen mit der mittleren Masse A_i , deren relativer Anteil r_i beträgt, so gilt für die mittlere Masse $\langle A \rangle = \sum r_i A_i$ und für die **mittlere logarithmische Masse**

$$\langle \ln A \rangle = \sum r_i \ln A_i \quad . \quad (5.3)$$

Solange die Primärteilchen ausschließlich aus Protonen und Eisenkernen bestehen, können beide Definitionen gleichberechtigt verwendet werden. Die Verwendung von $\langle \ln A \rangle$ bietet den Vorteil, daß der Zusammenhang nach Gleichung 5.4 in guter Näherung sowohl für reine Elemente als auch für gemischte Zusammensetzungen gilt, wie die folgenden Untersuchungen zeigen werden.

Mit den Gleichungen 5.1, 5.2 und 5.3 läßt sich λ als Funktion von $\langle \ln A \rangle$ angeben

$$\lambda = \frac{\langle \ln A \rangle}{\ln A_{Fe}} \quad . \quad (5.4)$$

Läßt man neben Protonen und Eisenkernen weitere Primärteilchen zu, so muß der Zusammenhang nach Gleichung 5.4 explizit nachgewiesen werden um eine korrekte Masseneichung zu erhalten. Dies geschieht im folgenden anhand von Simulationsrechnungen für jede der untersuchten Observablen.

5.2 Lateralverteilung der Hadronen

Die Masse des Primärteilchens wirkt sich auf die Lateralverteilung der Hadronen aus. In Abbildung 5.2 sind die Lateralverteilungen für fünf Primärteilchentypen für die Schauergöße $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$ exemplarisch dargestellt. Die Energieschwelle für die Hadronen beträgt hier, wie auch für alle nachfolgenden Untersuchungen einheitlich 50 GeV. An die Verteilungen wurden Funktionen nach Gleichung 4.5 angepaßt. Mit zunehmender Masse ergeben sich Lateralverteilungen mit geringeren Hadrondichten. Diese Verschiebung soll mittels der Größe λ quantifiziert werden.

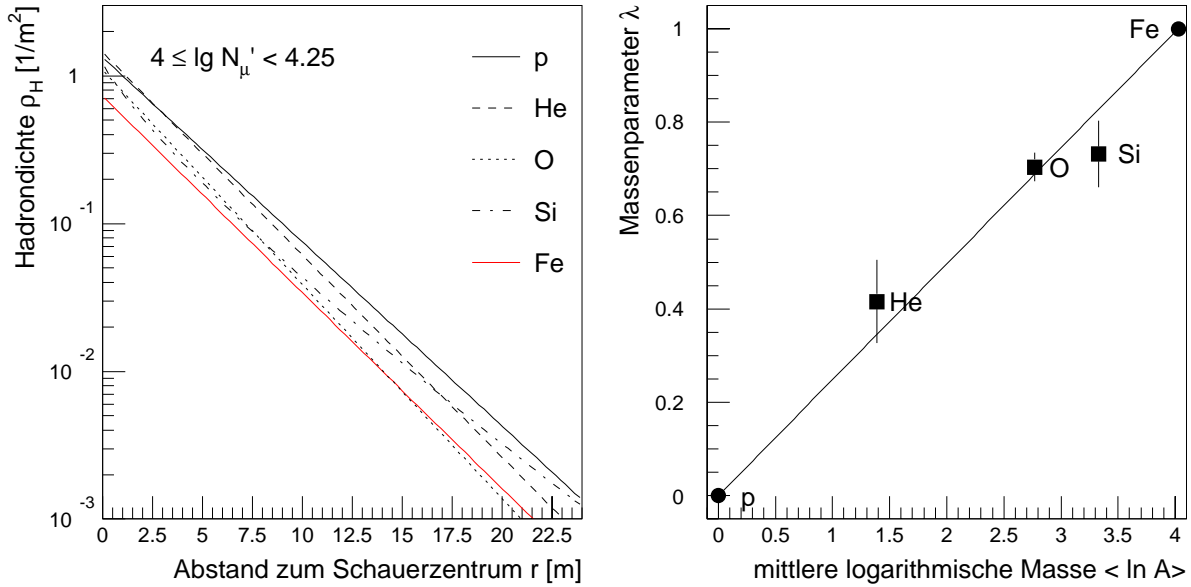


Abbildung 5.2: Lateralverteilungen der Hadronen für verschiedene Primärmassen. An die Verteilungen aus VENUS-Simulationen wurden Funktionen nach Gleichung 4.5 angepaßt (links). Der Parameter λ_{ρ_H} als Funktion der Massenzahl A (rechts).

Für die Berechnung des Abstandes werden an die gemessenen und simulierten Verteilungen Funktionen nach Gleichung 4.5 angepaßt. Wie aus Abbildung 4.5 ersichtlich, schneiden sich bei niedrigen Primärenergien die Verteilungen für Protonen und Eisenkerne in einem Punkt r_S . Aufgrund statistischer Fluktuationen streuen die Schnittpunkte sehr stark, in einigen Schauergößenintervallen schneiden sich die Kurven überhaupt nicht. Bei hohen Primärenergien verlaufen die Kurven im wesentlichen parallel, aufgrund geringer Statistik kommt es jedoch bei großen Abständen zum Schauerzentrum zu undefinierten Verhältnissen. Wegen der beschriebenen statistischen Streuungen wird der mittlere Abstand nur in einem begrenzten Radiusintervall von 1 m bis zu einem Abstand r_S berechnet. Der Parameter r_S wurde in Abhängigkeit von der Schauergöße parametrisiert, seine Werte liegen im Bereich zwischen 5 m und 12 m.

Für primäre Helium-, Sauerstoff- und Siliziumkerne wurden die relativen Abstände $\lambda(1 \text{ m}, r_S)$ im Radiusbereich zwischen 1 m und r_S für die Lateralverteilungen mittels Simulationsrechnungen bestimmt. Die über die verschiedenen Schauergößen N'_μ gemittelten Werte für λ sind in Abbildung 5.2 als Funktion der mittleren logarithmischen Masse $\langle \ln A \rangle$ aufgetragen. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß zwischen Abstandsparameter und $\langle \ln A \rangle$ in guter Näherung ein linearer Zusammenhang besteht, es gilt $\lambda_{\rho_H} \propto \langle \ln A \rangle$.

Die gemessenen Lateralverteilungen sind in Abbildung 5.3 für verschiedene Schauergößen im Bereich $2.75 \leq \lg N'_\mu < 4.75$, entsprechend einer Primärenergie von $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} < E_0 < 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$, zusammengestellt. Für diese Meßdaten wird der Abstand $\lambda(1 \text{ m}, r_S)$ berechnet, wobei zur Normierung die Verteilungen für proton- und eiseninduzierte Schauer aller drei Wechselwirkungsmodelle Verwendung finden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.16 a) als Funktion von N'_μ wiedergegeben. Übereinstimmend ergeben alle Modelle einen Anstieg von λ mit der Schauergöße, der mit einem Anstieg der mittleren logarithmischen Masse ($\ln A$) gleichzusetzen ist. Die mit den Verteilungen von VENUS und QGSJET erhaltenen Meßergebnisse stimmen gut miteinander überein. Wie bereits in Abschnitt 4.2 diskutiert, ergibt SIBYLL im Vergleich mit den gemessenen Werten zu hohe Hadronichten. Dies führt zu sehr hohen Werten von λ für dieses Modell.

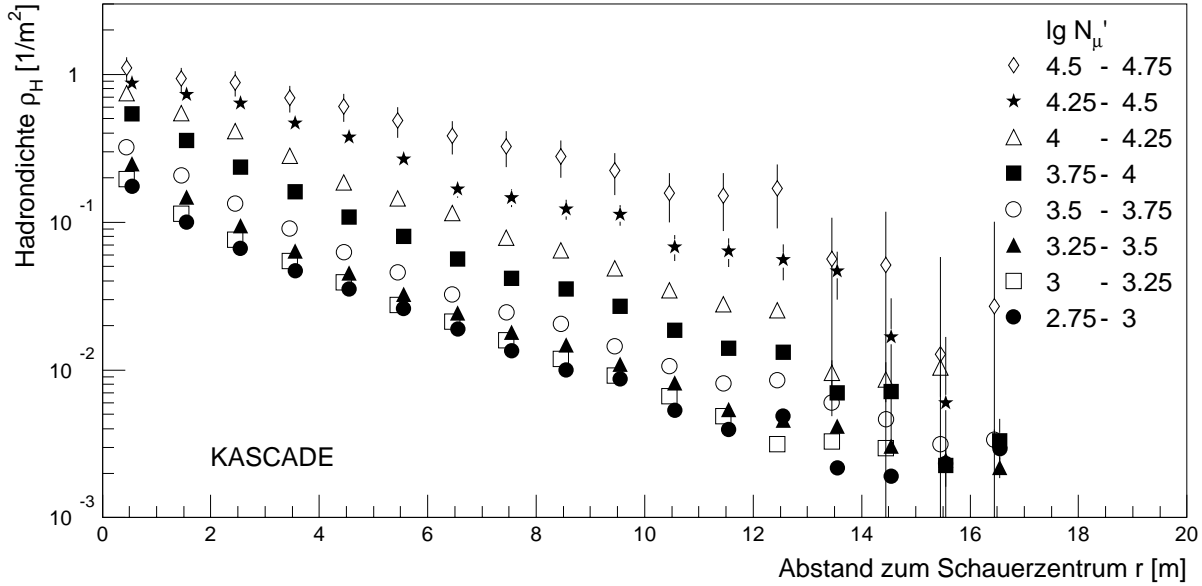


Abbildung 5.3: Gemessene Hadronlateralverteilungen für Schauergößen N'_μ . Die Hadronenergieschwelle beträgt 50 GeV. Der Bereich $2.75 \leq \lg N'_\mu < 4.75$ entspricht Primärenergien von $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} < E_0 < 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$.

5.3 Laterale Energiedichte der Hadronen

Einen weiteren Hinweis auf die Natur des Primärteilchens ergibt die hadronische Energiedichte als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum. Sie ist in Abbildung 5.4 für fünf Primärteilchentypen angegeben. Es sind Ergebnisse von VENUS-Rechnungen im Schauergößenbereich $4.25 \leq \lg N'_\mu < 4.5$ dargestellt, die durch Funktionen nach Gleichung 4.6 beschrieben werden. Die Energiedichte nimmt mit zunehmender Primärteilchenmasse ab. Die relativen Abstände λ , die im Radiusbereich¹ $1 \text{ m} \leq r \leq r_S$ bestimmt wurden, sind in Abbildung 5.4 als Funktion der mittleren logarithmischen Masse aufgetragen. Auch in diesem Fall gilt näherungsweise ein linearer Zusammenhang $\lambda_{\rho_E} \propto \langle \ln A \rangle$.

Abbildung 5.5 zeigt eine Zusammenstellung der gemessenen lateralen Energiedichten im Schauergößenbereich $2.5 \leq \lg N'_\mu < 4.75$. Diese Werte entsprechen Primärenergien von $10^{14} \text{ eV} <$

¹ r_S wurde als Funktion der Schauergöße parametrisiert und beträgt zwischen 5 und 12 m.

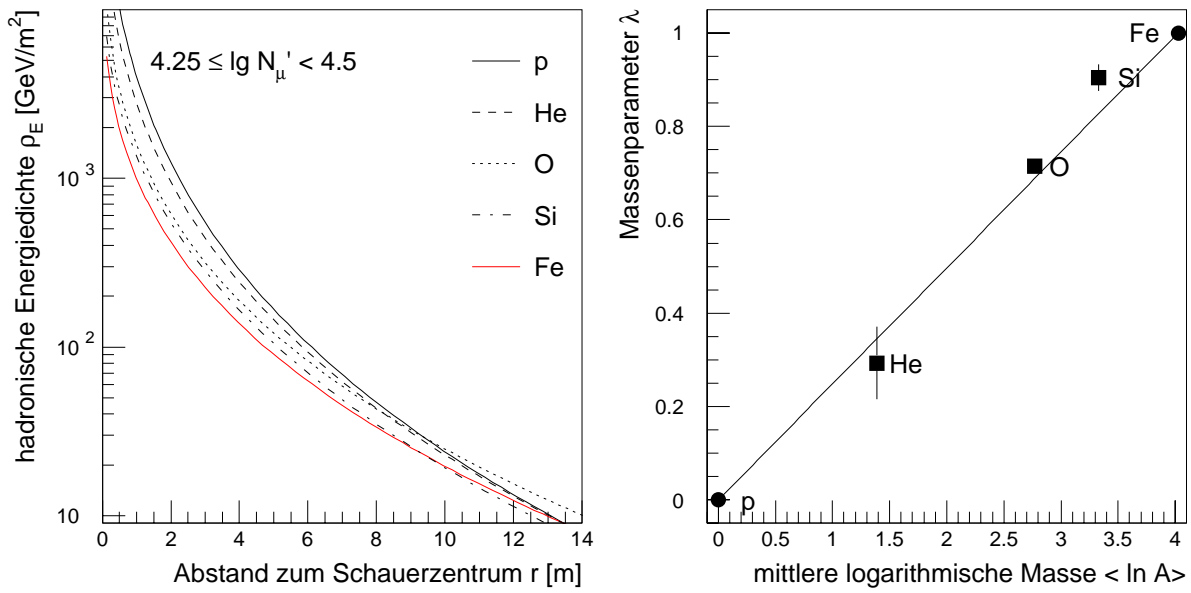


Abbildung 5.4: Hadronische Energiedichte für verschiedene Primärmassen. Zur Parametrisierung der Ergebnisse von VENUS-Rechnungen dient Gleichung 4.6 (links). Der Parameter λ_{ρ_E} als Funktion der Massenzahl A (rechts).

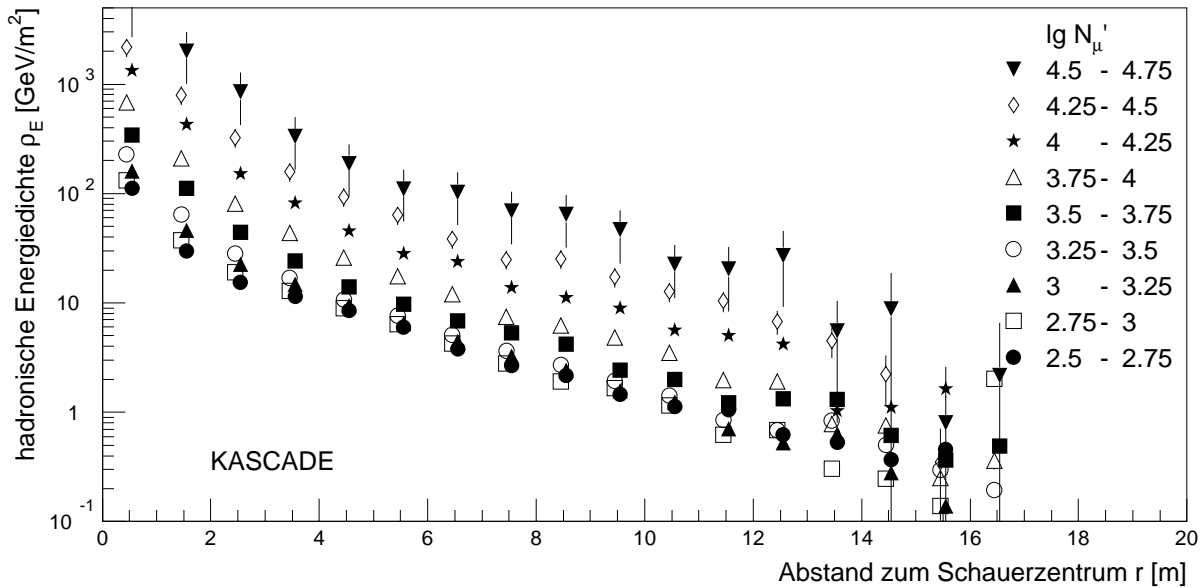


Abbildung 5.5: Gemessene hadronische Energiedichten für Schauergößen N_μ' für Hadronen mit $E_H > 50$ GeV. Der Bereich $2.5 \leq \lg N_\mu' < 4.75$ entspricht Primärenergien $10^{14} \text{ eV} < E_0 < 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$.

$E_0 < 2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$. Die relativen Abstände dieser Verteilungen zu den Vergleichsverteilungen der verschiedenen Modelle sind in Abbildung 5.16 b) als Funktion der Schauergöße dargestellt. Mit zunehmender Primärenergie ergibt sich ein Anstieg der mittleren Masse für alle Modelle. Mit den Ergebnissen des Abschnittes 4.3 erwartet man für SIBYLL größere Werte für λ als für die beiden anderen Modelle, was durch Abbildung 5.16 b) bestätigt wird.

5.4 Differentielles Energiespektrum der Hadronen

Die Vermessung der differentiellen Energiespektren der Hadronen bietet eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Massenzusammensetzung. Für primäre Protonen reichen die Energiespektren zu höheren Werten und ergeben integriert eine größere hadronische Energiesumme als bei schweren Kernen. Für Primärteilchen unterschiedlicher Masse sind die Energiespektren in Abbildung 5.6 exemplarisch für die Schauergroße $3.25 \leq N'_\mu < 3.5$ wiedergegeben. Die mit VENUS berechneten Verteilungen werden durch Parametrisierungen nach Gleichung 4.7 repräsentiert. Die für das Intervall $100 \text{ GeV} \leq E_H \leq 10 \text{ TeV}$ berechneten Abstände λ sind in der Abbildung als Funktion von $\langle \ln A \rangle$ dargestellt. Dabei wurde über die untersuchten Schauergroßenintervalle gemittelt. Der funktionale Zusammenhang zwischen beiden Größen kann durch den Ansatz $\lambda_{dE} \propto \langle \ln A \rangle$ angenähert werden.

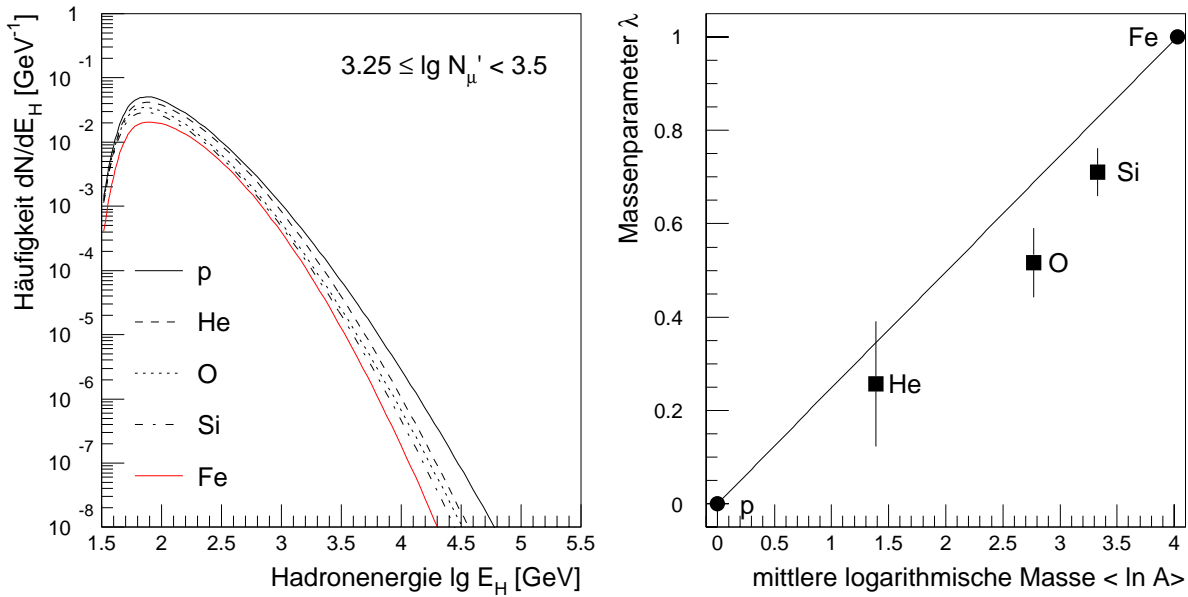


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der differentiellen Energiespektren von der Massenzahl A . An die mit dem Modell VENUS simulierte Spektren sind Funktionen nach Gleichung 4.7 angepaßt (links). Der Abstandsparameter λ_{dE} ist über der Massenzahl A aufgetragen (rechts).

Die gemessenen differentiellen Energiespektren der Hadronen sind in Abbildung 5.7 für unterschiedliche Schauergroßen im Bereich $2.75 \leq \lg N'_\mu < 5.25$ entsprechend $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 6 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ zusammengefaßt. Werden diese mittels Funktion 4.7 parametrisiert und anschließend die Parameter $\lambda(100 \text{ GeV}, 10 \text{ TeV})$ für die drei Modelle berechnet, so ergeben sich Werte, die in Abbildung 5.16 c) dargestellt sind. λ ist dort gegen die Schauergroße N'_μ aufgetragen. Mit wachsender Primärenergie wird auch in dieser Observablen ein Anstieg der mittleren Masse der Primärteilchen sichtbar. Die Ergebnisse für QGSJET und VENUS sind wiederum in guter Übereinstimmung, wohingegen sich für das Modell SIBYLL die schon aus Abschnitt 4.4 bekannten Abweichungen ergeben.²

²Aufgrund der durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit begrenzten Statistik der Simulationsrechnungen bei hohen Primärenergien können nicht für alle in Abbildung 5.7 gezeigten Verteilungen die Massenparameter angegeben werden.

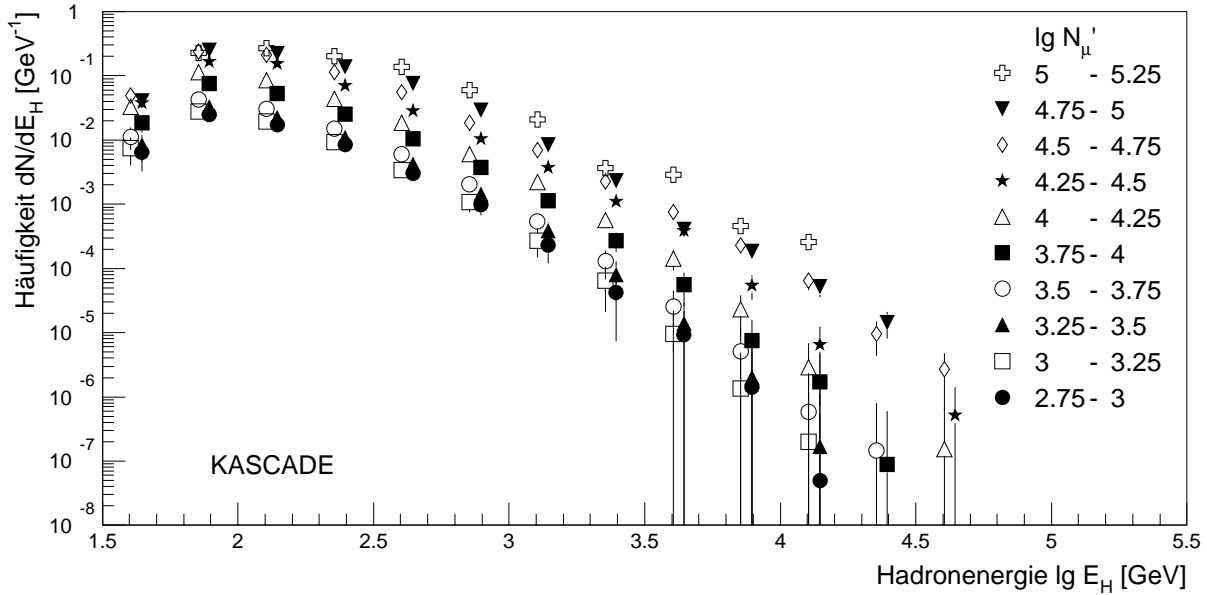


Abbildung 5.7: Gemessene differentielle Energiespektren für Schauergößen N'_μ . Der Bereich $2.75 \leq \lg N'_\mu < 5.25$ entspricht einer Primärenergie von $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 6 \cdot 10^{16} \text{ eV}$.

5.5 Aufteilung der Hadronenergie in Luftschauern

Der Primärteilchentyp wirkt sich auch auf die Verteilung der Energie auf die einzelnen Hadronen aus. Bei schweren Kernen ist die Energie gleichmäßiger auf die einzelnen Hadronen verteilt als bei leichten Primärteilchen. Abbildung 5.8 zeigt simulierte Häufigkeitsverteilungen für die Verhältnisse der Energie der einzelnen Hadronen zur jeweils höchsten Hadronenergie in einem

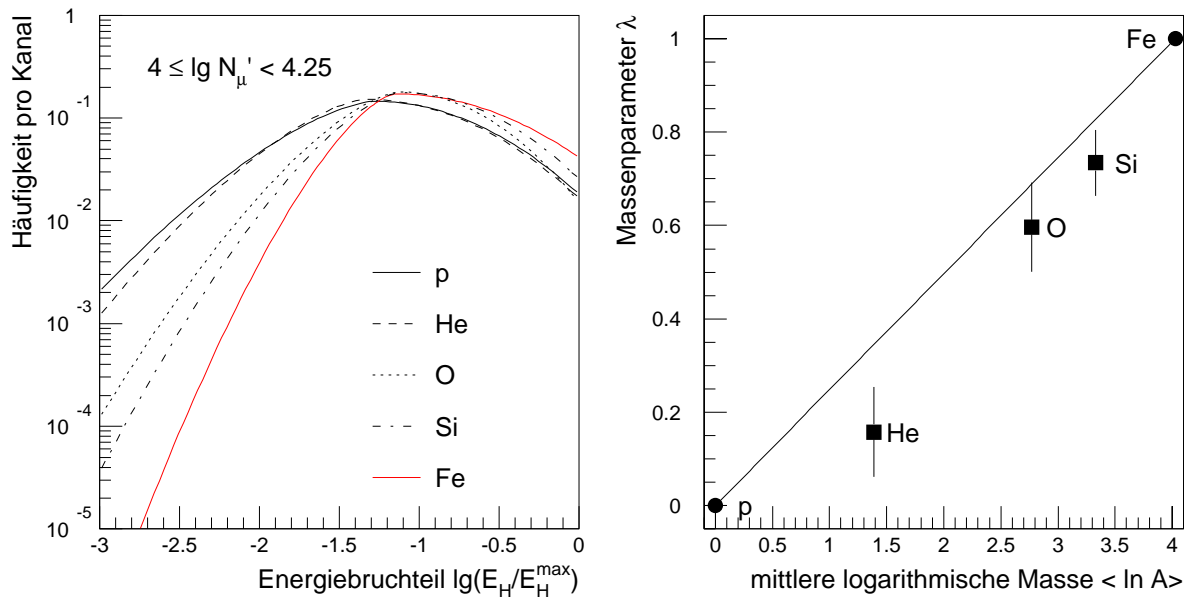


Abbildung 5.8: Häufigkeit der Energiebruchteile der Hadronen für verschiedene Primärmassen. Die Ergebnisse von VENUS-Simulationen sind mittels Funktionen nach Gleichung 4.8 parametrisiert (links). Abhängigkeit des Parameters $\lambda_{E_H/E_H^{\max}}$ von der Massenzahl A (rechts).

Luftschauer für unterschiedliche Primärmassen. Als Beispiel ist das Intervall $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$ angegeben. An die Verteilungen sind Funktionen nach Gleichung 4.8 angepaßt. Die flächennormierten Kurven für unterschiedliche Massen schneiden sich in einem Punkt, dessen Lage von der Primärenergie abhängt und im gezeigten Beispiel bei $\lg \xi_0 = \lg(E_H/E_H^{max}) \approx -1.25$ liegt. Für $\xi < \xi_0$ verlaufen die Kurven schwerer Kerne unterhalb derer für primäre Protonen, für $\xi > \xi_0$ kehren sich die Verhältnisse um, und die Kurven für die schweren Kerne verlaufen oberhalb derer für Protonen. Bei der Berechnung des mittleren relativen Abstandes nach Gleichung 5.1 kommt es aufgrund statistischer Fluktuationen in der Nähe des Schnittpunktes ξ_0 zu undefinierten Verhältnissen, es ist daher besser, bei der Abstandsbestimmung den Bereich $\xi_0 - 0.4 \leq \lg \xi \leq \xi_0 + 0.4$ auszusparen. Die über die verschiedenen N'_μ -Intervalle gemittelten relativen Abstände $\lambda(-2.5, -0.1)$ sind in Abbildung 5.8 gegen die mittlere logarithmische Masse aufgetragen. Der Abbildung entnimmt man, daß der Zusammenhang $\lambda_{E_H/E_H^{max}} \propto \langle \ln A \rangle$ näherungsweise gilt.

Die gemessenen Häufigkeitsverteilungen für das Verhältnis E_H/E_H^{max} sind in Abbildung 5.9 für den Schauergrößenbereich $2.75 \leq \lg N'_\mu < 5.25$ wiedergegeben. Die Spektren verschieben sich mit steigender Primärenergie zu kleineren Werten, entsprechend verschiebt sich der Schnittpunkt ξ_0 und damit auch der bei der Berechnung von λ auszusparende Bereich. Die aus den gemessenen Verteilungen abgeleiteten Massenparameter sind in Abbildung 5.16 d) für die untersuchten Modelle in Abhängigkeit von der Schauergröße N'_μ angegeben. λ steigt mit der Primärenergie an, wobei die beiden Modelle QGSJET und VENUS eine gute Übereinstimmung zeigen. Die aus Abschnitt 4.6 bekannten Abweichungen führen auch in dieser Observablen zu sehr hohen Werten von λ für das Modell SIBYLL.

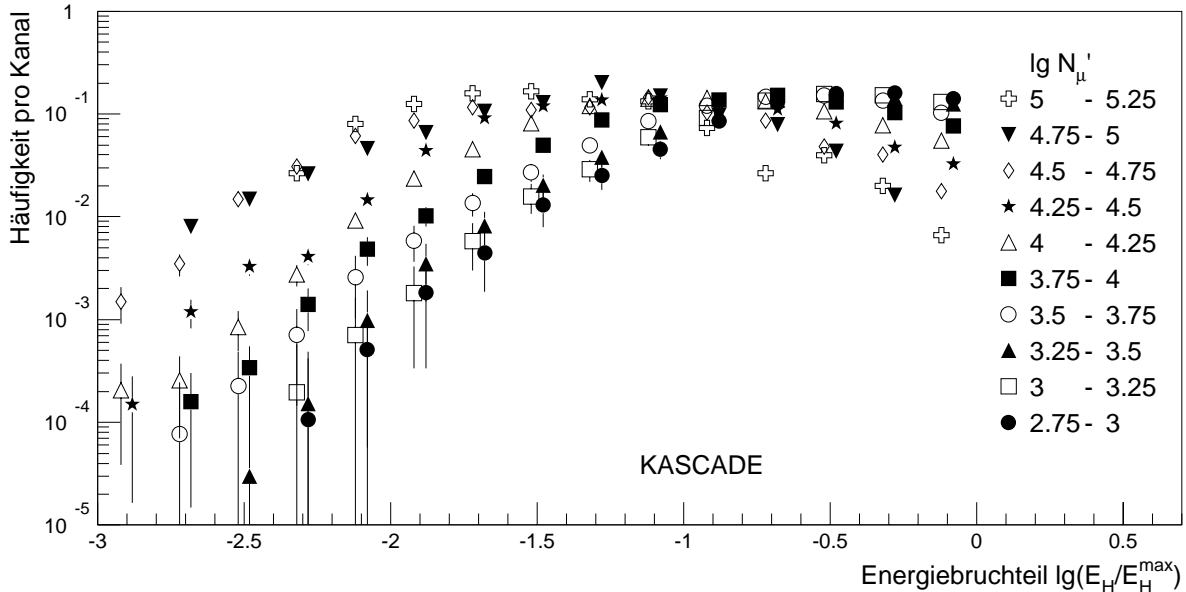


Abbildung 5.9: Gemessene Häufigkeitsverteilungen für die Energiebruchteile. Das Intervall $2.75 \leq \lg N'_\mu < 5.25$ entspricht ungefähr $0.2 \text{ PeV} \leq E_0 \leq 60 \text{ PeV}$.

5.6 Maximale Hadronenergie

Die differentiellen Energiespektren der Hadronen unterscheiden sich für verschiedene Primärteilchen unter anderem dadurch, daß für leichte Kerne im Mittel höhere Hadronenergien erreicht werden, wie im linken Teilbild der Abbildung 4.20 zu erkennen ist. Das jeweils höchstenergetische Hadron in einem Luftschauer wurde in Simulationsrechnungen für unterschiedliche Primärteilchen ermittelt. Diese maximale Hadronenergie je Schauer ist in Abbildung 5.10 als Funktion der Schauergröße N'_μ wiedergegeben. Die Ergebnisse werden durch Exponentialfunktionen nach Gleichung 4.11 repräsentiert. Die Berechnung des relativen Abstandes λ ergibt in diesem Fall automatisch eine Mittelung über verschiedene Schauergrößen, das Ergebnis ist in der Abbildung als Funktion der mittleren logarithmischen Masse dargestellt. Der Ansatz $\lambda_{E_{max}} \propto \langle \ln A \rangle$ wird durch die Simulationsrechnungen sehr gut bestätigt.

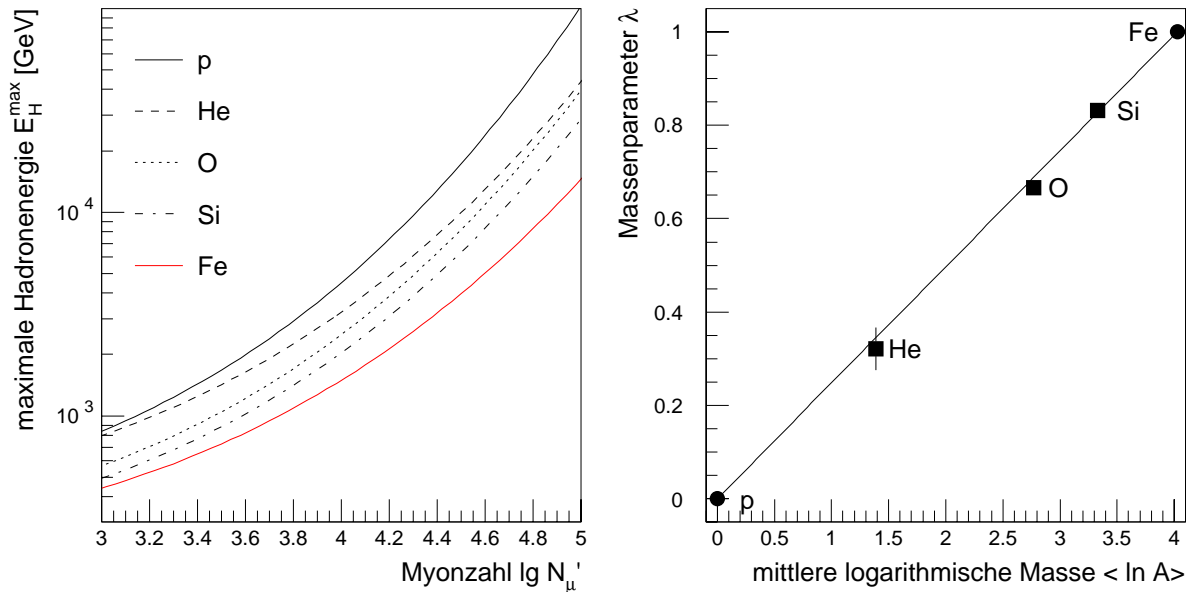


Abbildung 5.10: Maximale Hadronenergie für unterschiedliche Primärteilchentypen. Für VENUS-Simulationen wird die maximale Hadronenergie durch Gleichung 4.11 beschrieben (links). Der Parameter $\lambda_{E_H^{\max}}$ als Funktion der Massenzahl A (rechts).

Die gemessenen Maximalenergien sind in Abbildung 4.29 als Funktion der Schauergröße N'_μ angegeben. Der Abstand λ wird in diesem Fall nicht gemittelt über die gesamte Verteilung berechnet, sondern für jeden Datenpunkt einzeln bestimmt. Das Resultat ist in Abbildung 5.16 e) über der Schauergröße aufgetragen. Zwischen den mit VENUS und QGSJET berechneten Werten besteht ein systematischer Unterschied, der auf die bereits in Abbildung 4.29 sichtbaren unterschiedlichen Vorhersagen für die einzelnen Modelle zurückzuführen ist. Beide Modelle ergeben jedoch einen Anstieg der mittleren Masse mit der Primärenergie. Aufgrund der hohen vorhergesagten Maximalenergie ergibt sich für SIBYLL eine sehr schwere Zusammensetzung.

5.7 Substrukturen im hadronischen Schauerkerne

Wie in Abschnitt 4.8 beschrieben, wird zur Untersuchung von Substrukturen im Kern ausgedehnter Luftschauer die Methode des „Minimum-Spanning-Tree“ (MST) verwendet. Zur Be-

stimmung der Primärmasse dienen Häufigkeitsverteilungen für die Abstände, die innerhalb eines MST's vorkommen. Von den untersuchten Metriken erwies sich Gleichung 4.14 als besonders sensitiv für die Bestimmung der Elementzusammensetzung, da sich die Häufigkeitsverteilungen für proton- und eiseninduzierte Schauer mit ihr am meisten unterscheiden.

Die simulierten Häufigkeitsverteilungen der Abstände für fünf primäre Massen sind in Abbildung 5.11 als Ergebnis von VENUS-Rechnungen dargestellt. Schwere Primärkerne ergeben im Mittel größere Werte des verallgemeinerten Abstandes. Dies bedeutet die einzelnen Hadronen sind im Mittel weiter voneinander entfernt und ihre Energiesumme ist im Mittel geringer. Die dargestellten flächennormierten Verteilungen schneiden sich in einem primärenergieabhängigen Punkt d_S . Aufgrund statistischer Fluktuationen kommt es bei der Bestimmung des relativen Abstandes λ zu undefinierten Verhältnissen im Bereich um d_S . Das Intervall $\lg d_S(\text{cm/GeV})^{-1} \pm 0.2$ wird deshalb bei der Berechnung ausgespart. Zur Reduktion weiterer Unsicherheiten, die ebenfalls durch Fluktuationen entstehen, wird λ nur im Bereich $\lg d_S(\text{cm/GeV})^{-1} - 0.8 \leq \lg d \leq \lg d_S(\text{cm/GeV})^{-1} + 1.0$ berechnet. Die so ermittelten relativen Abstände sind in Abbildung 5.11 als Funktion von $\langle \ln A \rangle$ angegeben. Dabei wurde wiederum über die verschiedenen N'_μ -Intervalle gemittelt. Auch in diesem Falle gilt näherungsweise die Proportionalität $\lambda_{d_{MST}} \propto \langle \ln A \rangle$.

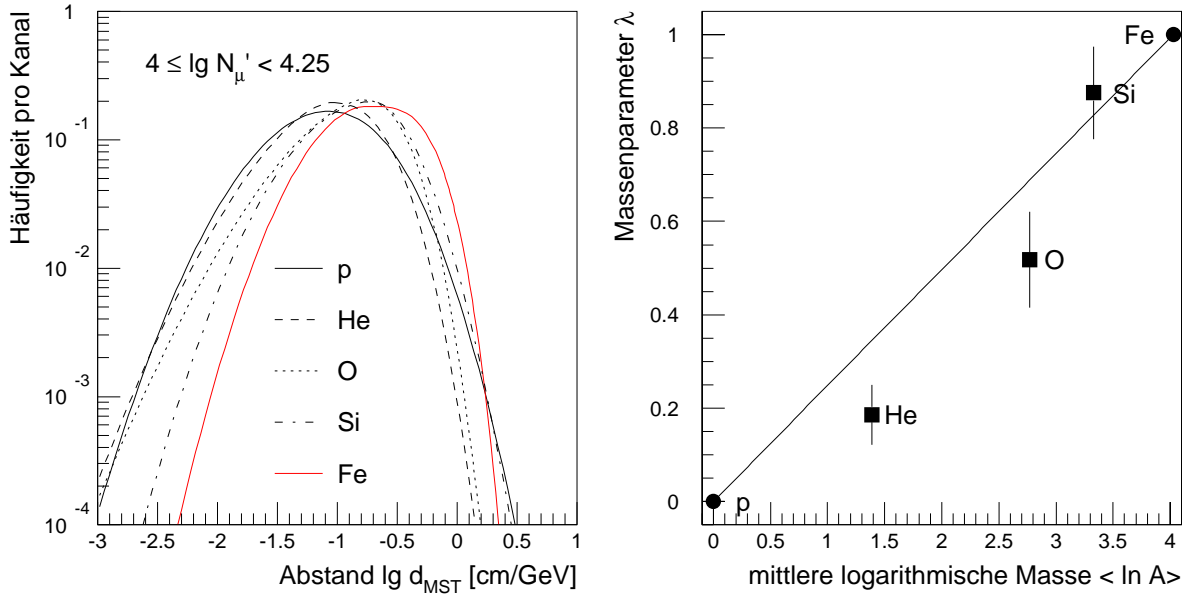


Abbildung 5.11: Häufigkeitsverteilung der MST-Distanzen für verschiedene Primärteilchen. Ergebnisse von VENUS-Rechnungen sind mittels Gleichung 4.16 parametrisiert (links). Abstandsparameter λ_{MST} als Funktion von $\langle \ln A \rangle$ (rechts).

Die gemessenen Häufigkeitsverteilungen für die MST-Abstände sind in Abbildung 5.12 für die Schauergrößen $3 \leq \lg N'_\mu < 4.75$ ($0.3 \text{ PeV} \leq E_0 \leq 20 \text{ PeV}$) zusammengestellt. Die für diese Verteilungen berechneten Massenparameter $\lambda(\lg d_S/(\text{cm/GeV}) - 0.8, \lg d_S/(\text{cm/GeV}) + 1.0)$ sind in Abbildung 5.16 f) über der Schauergröße N'_μ aufgetragen. Die Modelle QGSJET und VENUS zeigen übereinstimmende Werte, die mit wachsender Schauergröße ansteigen. Für SI-BYLL werden auch in dieser Darstellung die schon aus Abschnitt 4.8 bekannten Diskrepanzen zu gemessenen Daten offenkundig.

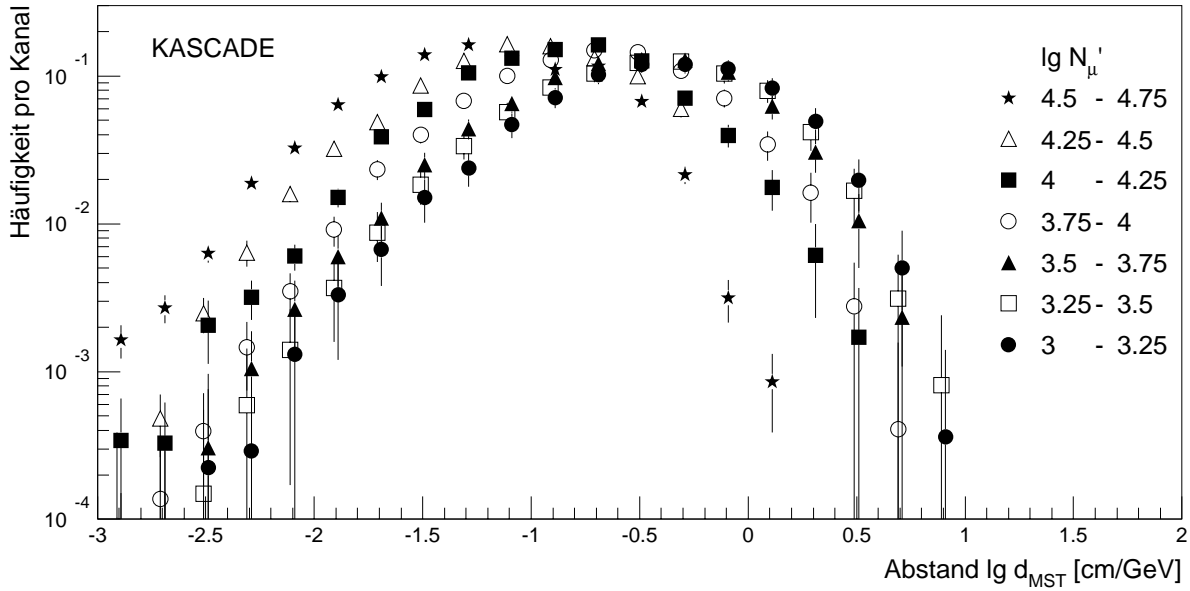


Abbildung 5.12: Gemessene Häufigkeitsverteilungen der MST-Abstände. Der Bereich $3 \leq \lg N'_\mu < 4.75$ entspricht einem Primärenergieintervall $0.3 \text{ PeV} \leq E_0 \leq 20 \text{ PeV}$.

5.8 Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente

Die Ursache für das Knie im Energiespektrum der kosmischen Strahlung ist eng mit der Frage nach der Elementzusammensetzung verbunden. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle ein Abschnitt über das Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente eingeschoben, bevor die Bestimmung der Elementzusammensetzung fortgeführt wird.

Die Existenz des Knies in den Schauergrößenspektren der elektromagnetischen Komponente ist seit längerer Zeit bekannt und wird in der Literatur allgemein anerkannt. Neuste Ergebnisse von KASCADE ergeben für die Spektralindizes die Werte $\beta_e = 2.45 \pm 0.01_{stat} \pm 0.05_{syst}$ und $\beta_e = 2.94 \pm 0.02_{stat} \pm 0.1_{syst}$ für den Bereich unterhalb bzw. oberhalb des Knies. Für die Primärenergie des Knies ergeben sich in Abhängigkeit von der Elementzusammensetzung Werte von $3 - 6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ [Glasstetter 97]. In den Schauergrößenspektren der myonischen Komponente deutet sich bei $\lg N_\mu \approx 4.6$ ebenfalls eine Änderung des Spektralindex von $\beta_\mu \approx 3.0$ auf $\beta_\mu \approx 3.4$ an [Glasstetter 97]. Die Schauergrößenspektren der hadronischen Komponente wurden bisher nicht mit der notwendigen Genauigkeit bis zu Energien oberhalb des Knies vermessen, so daß über ihren Verlauf bisher keine Aussagen existieren. Falls die Änderung der spektralen Indizes ihre Ursache im Primärspektrum hat, also durch den Fluß oder die Zusammensetzung der Primärteilchen verursacht wird, sollten sich die Spektralindizes aller Schauerkomponenten bei der gleichen Energie im Bereich um $E_0 \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ ändern. Es ist daher von Interesse, auch das Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente zu vermessen.

In Abbildung 5.13 ist das gemessene differentielle Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente angegeben. Bis zu Hadronzahlen von $N_H \approx 16$ wird das Spektrum durch die Effizienz für die Luftschauer beeinflusst. Darüber fällt es einem Potenzgesetz folgend steil ab. Ab $\lg N_H \approx 1.7$ deutet sich ein steilerer Abfall des Spektrums an. An die Meßwerte wurde oberhalb und unterhalb des angenommenen Knies N_K je eine Potenzfunktion gemäß

$$\frac{dN}{dN_H} \propto N_H^{-\beta} \quad (5.5)$$

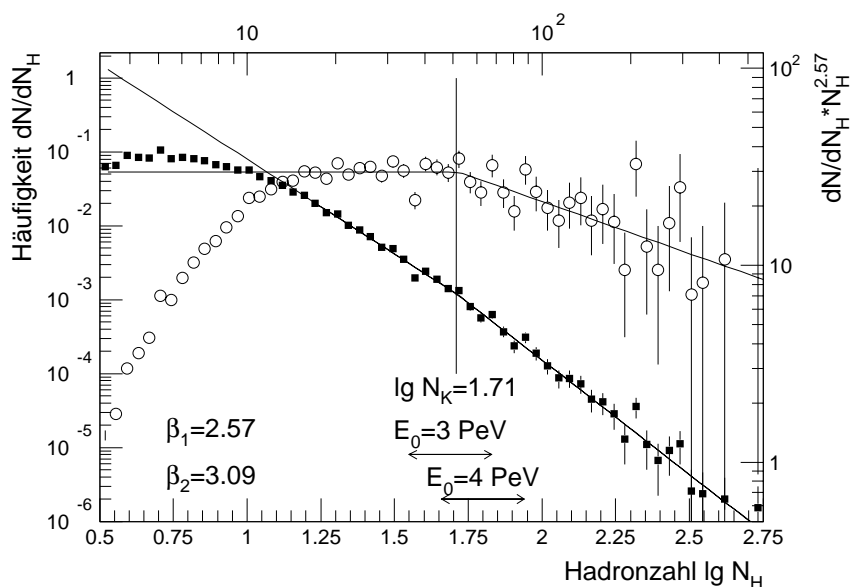


Abbildung 5.13: Unkorrigiertes Schauergößenspektrum der hadronischen Komponente. An das differentielle Spektrum (ausgefüllte Symbole) wurden Funktionen gemäß Gleichung 5.5 angepaßt. Zur besseren Veranschaulichung wurde das Spektrum zusätzlich mit $N_H^{\beta_1}$ multipliziert (offene Symbole).

angepaßt. Neben den beiden Spektralindizes wurde dabei auch die Position des Knies durch die Anpassungsrechnung bestimmt. Für die Position des Knies ergibt sich hierbei $\lg N_K = 1.71 \pm 0.03$. Die Spektralindizes betragen $\beta_1 = 2.57 \pm 0.05$ und $\beta_2 = 3.09 \pm 0.09$.

In der Abbildung ist der unkorrigierte Hadronfluß aufgetragen, der noch auf die Akzeptanz für die Luftschauer korrigiert werden muß. Hierzu wird die in Abschnitt 3.5 angegebene Parame-

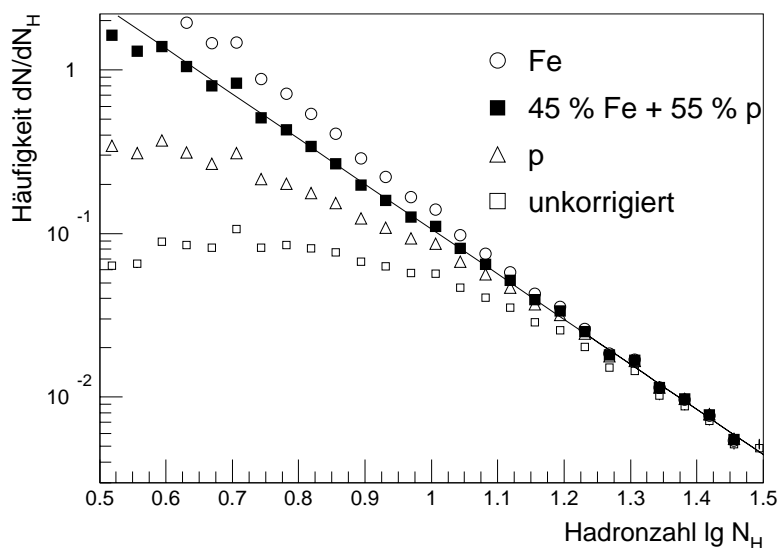


Abbildung 5.14: Effizienzkorrekturen des Schauergößenspektrums. Das gemessene Spektrum wird unter der Annahme unterschiedlicher Elementzusammensetzungen auf die Effizienz für die Luftschauer korrigiert.

trisierung der Effizienz als Funktion der Massenzahl und der Primärenergie verwendet. Mit den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 kann die Primärenergie als Funktion der Hadronzahl N_H und der Massenzahl A parametrisiert werden. Mit diesen Voraussetzungen ist eine Korrektur des gemessenen Hadronflusses möglich, wenn eine mittlere Massenzahl für den zu korrigierenden Energiebereich bekannt ist. Die mittlere Massenzahl kann aus den Meßergebnissen bestimmt werden. Wird im korrigierten Bereich eine Potenzfunktion angepaßt, so ist deren Exponent von der bei der Korrektur verwendeten mittleren Massenzahl abhängig. Ab einer bestimmten Primärenergie hat jedoch die Korrektur keinen nennenswerten Einfluß mehr auf den Spektralindex, da die Effizienz bereits nahezu 100 % beträgt. Für diesen Bereich muß sich zusammen mit dem Bereich, in dem die Korrektur einen starken Einfluß hat, eine konsistente Beschreibung ergeben, da sich das Flußspektrum der kosmischen Strahlung für Energien unterhalb des Knies durch ein Potenzgesetz wie in Abschnitt 1.1 erläutert beschreiben läßt. In Abbildung 5.14 sind die unkorrigierten Daten zusammen mit korrigierten Ergebnissen aufgetragen, wobei zur Korrektur die beiden Extremwerte Protonen und Eisenkerne angenommen wurden. Zusätzlich ist eine Extrapolation des erwarteten Flusses aus einem Bereich, in dem die Effizienzkorrektur zu vernachlässigen ist, eingetragen. Man erkennt, daß die Korrekturen für reine Protonen bzw. Eisenkerne für eine konsistente Beschreibung nicht ausreichend sind. Unter der Annahme, die kosmische Strahlung bestünde nur aus zwei Massengruppen, nämlich Protonen und Eisenkernen, wurde der relative Anteil der Eisenkerne r bestimmt, der für eine konsistente Beschreibung notwendig ist. Dieser beträgt $r = 0.45$, die mittels dieser Annahme korrigierten Werte sind in der Abbildung ebenfalls eingetragen. Für die Korrektur wurden gemittelte Werte der Modelle VENUS und QGSJET verwendet. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, reicht die Annahme einer festen Zusammensetzung für eine konsistente Beschreibung aus, d.h. die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung kann sich im Energiebereich, in dem die Effizienzkorrektur wichtig ist, nicht entscheidend ändern. Der Eisenanteil $r = 0.45$ ergibt eine mittlere logarithmische Masse $\langle \ln A \rangle = 1.81$, die mit der Elementzusammensetzung im Energiebereich $0.2 \text{ PeV} \leq E_0 \leq 0.6 \text{ PeV}$ verträglich ist (vergleiche Abbildung 5.19).

Mit den beschriebenen Korrekturen kann nun das endgültige Schauergrößenspektrum in Abbildung 5.15 angegeben werden. Der Bereich $0.5 \leq \lg N_H \leq 2.75$ entspricht einem Energiebereich $2 \cdot 10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 4 \cdot 10^{16} \text{ eV}$. Aus der Anpassungsrechnung ergibt sich für die Lage des Knies $\lg N_K = 1.71 \pm 0.03$, dieser Wert ist identisch mit dem aus den unkorrigierten Daten erhaltenen (siehe Abbildung 5.13) und entspricht einer Primärenergie von ca. 3 – 4 PeV. Diese Energie ist von der Elementzusammensetzung abhängig. Zur Veranschaulichung sind in der Abbildung zwei Bereiche der Hadronzahl angegeben, die einer Primärenergie von 3 bzw. 4 PeV entsprechen und die Spannweite von primären Protonen bis Eisenkernen überdecken. Für die Exponenten ergeben sich die Werte $\beta_1 = 2.75 \pm 0.04$ und $\beta_2 = 3.06 \pm 0.09$. Aus

$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{dN}{dN_H} \frac{dN_H}{dE_0} \quad (5.6)$$

folgt mit den Gleichungen 1.1, 4.4 und 5.5 für den Spektralindex γ des Energiespektrums $\gamma = \delta(\beta - 1) + 1$. Hierbei ist $\delta = 1/\alpha = 0.98$ der Kehrwert des Exponenten aus Gleichung 4.4. Damit ergeben sich für die Spektralindizes des Primärspektrums die Werte

$$\gamma_1 = 2.72 \pm 0.04_{stat} \pm 0.14_{syst} \quad \text{und} \quad \gamma_2 = 3.02 \pm 0.09_{stat} \pm 0.16_{syst} \quad . \quad (5.7)$$

Die großen systematischen Fehler folgen aus den Unsicherheiten bei der Bestimmung der Abhängigkeit zwischen Hadronzahl und Primärenergie. Durch weitere Simulationsrechnungen lassen sich diese vermindern. Beide Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den in der Literatur und in Abschnitt 1.1 diskutierten Werten. Mit dieser Arbeit konnte damit zum ersten Mal ein Knie im Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente nachgewiesen werden.

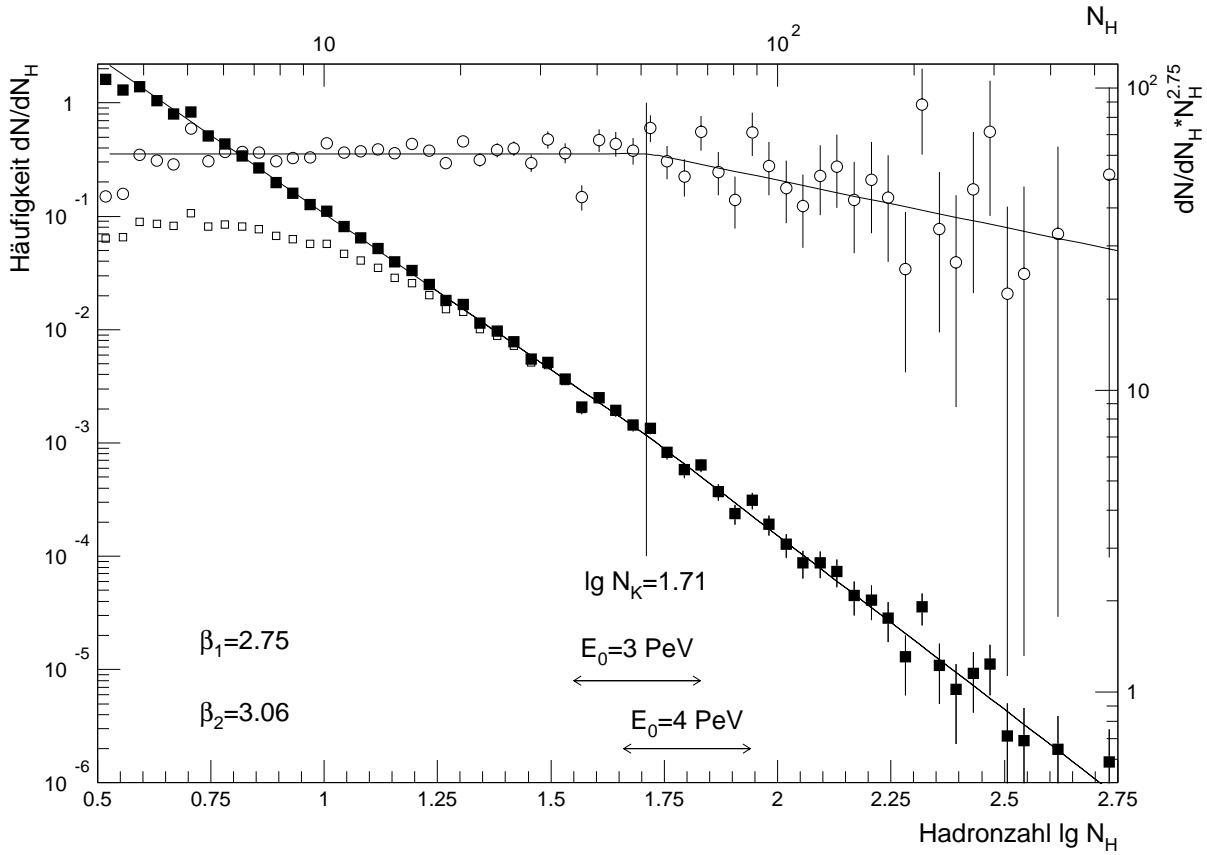


Abbildung 5.15: Gemessenes Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente. An das differentielle Spektrum (ausgefüllte Symbole) wurden Funktionen gemäß Gleichung 5.5 angepaßt. Die unkorrigierten Werte sind ebenfalls eingetragen (offene Quadrate). Zur besseren Veranschaulichung wurde das korrigierte Spektrum zusätzlich mit $N_H^{\beta_1}$ multipliziert (offene Kreise).

Bei KASCADE wird also in den Schauergrößenspektren aller drei Komponenten im Energiebereich um 4 PeV ein Knie beobachtet, und es kann mit großer Wahrscheinlichkeit angenommen werden, daß das Knie astrophysikalische Ursachen hat.

5.9 Ergebnisse

Für Schauergrößen unterhalb $\lg N'_\mu \approx 3$, entsprechend Energien von weniger als $2 \cdot 10^{14}$ eV, ist die Effizienz insbesondere für schwere Primärkerne sehr gering, d.h. es werden fast ausschließlich protoninduzierte Luftschauer selektiert. Die gemessenen Verteilungen aller untersuchten Observablen werden dementsprechend exakt durch die Verteilungen für primäre Protonen der Modelle QGSJET und VENUS wiedergegeben, und die Massenparameter λ unterscheiden sich wie erwartet nur unwesentlich von $\lambda = 0$. Bereits bei diesen geringen Primärenergien und der ausschließlichen Selektion von Protonenschauern kann SIBYLL jedoch die gemessenen Daten für die Klassifizierung nach Schauergröße N'_μ nicht reproduzieren.

Für Schauer mit $\lg N'_\mu > 3$ wurde die mittlere Masse als Funktion der Schauergröße mittels verschiedener Observablen bestimmt. Die berechneten Massenparameter λ sind in Abbildung 5.16 für alle vorangehend beschriebenen Observablen zusammengestellt. Die gemessenen Werte

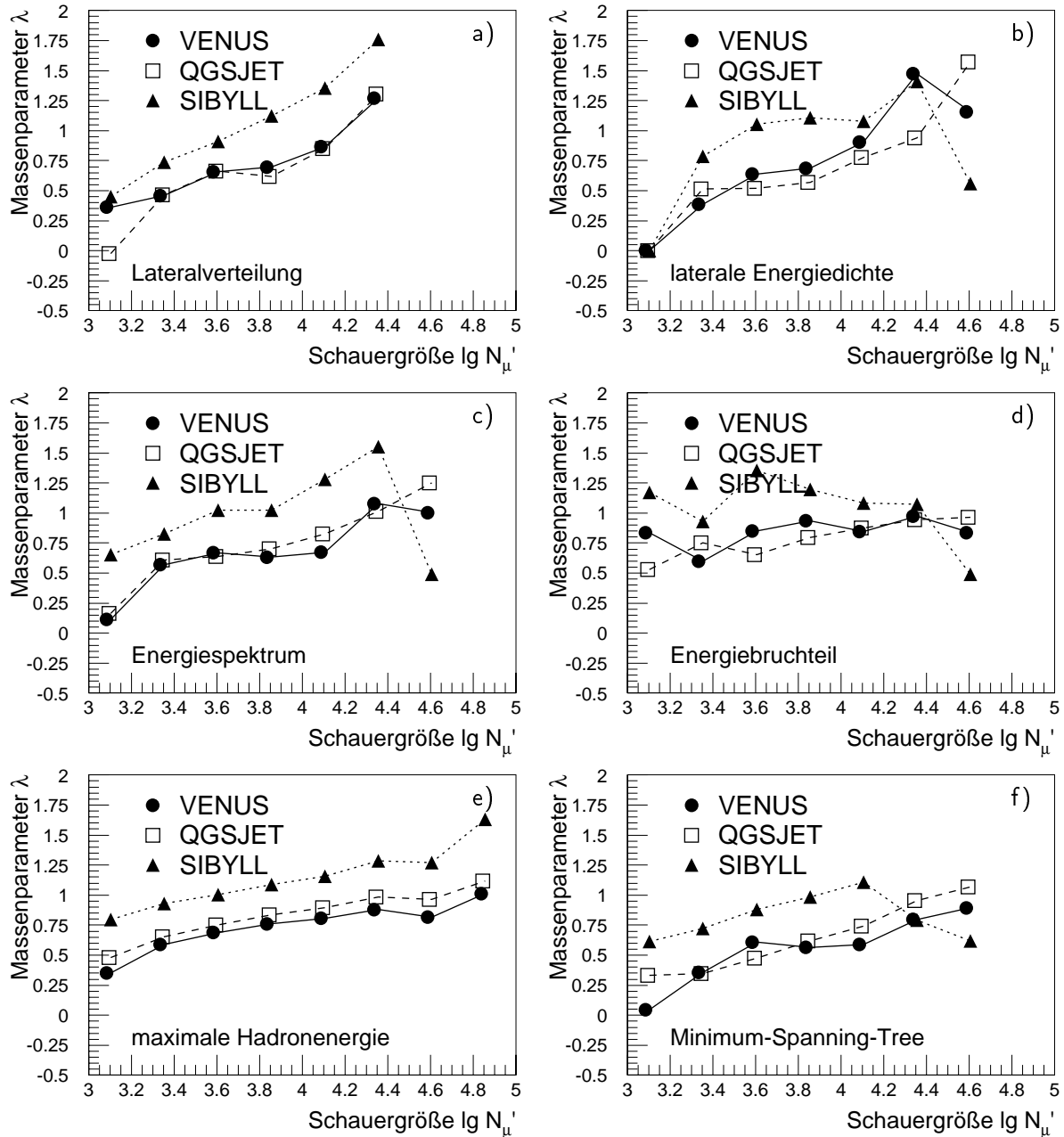


Abbildung 5.16: Massenparameter λ für unterschiedliche Observablen. Für jede Observable sind die mit den drei Wechselwirkungsmodellen erzielten Ergebnisse angegeben.

wurden unter Zuhilfenahme von Ergebnissen der drei hadronischen Wechselwirkungsmodelle analysiert. In allen Observablen wird übereinstimmend ein Anstieg der mittleren logarithmischen Masse mit der Primärenergie festgestellt. Für die Klassifizierung nach den Schauergrößen N_e und $\sum E_H$ wird der Anstieg der mittleren Masse qualitativ bestätigt.

Es wird nun innerhalb der einzelnen Modelle über die Ergebnisse der unterschiedlichen Methoden gemittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Der Mittelwert und sein Fehler sind in der Abbildung durch Linien angedeutet. Bei diesen Fehlern handelt es sich um eine Kombination aus systematischen und statistischen Fehlern. Der systematische Anteil folgt aus den prinzipiellen Unterschieden zwischen den verschiedenen Methoden, da diese nicht notwendigerweise das

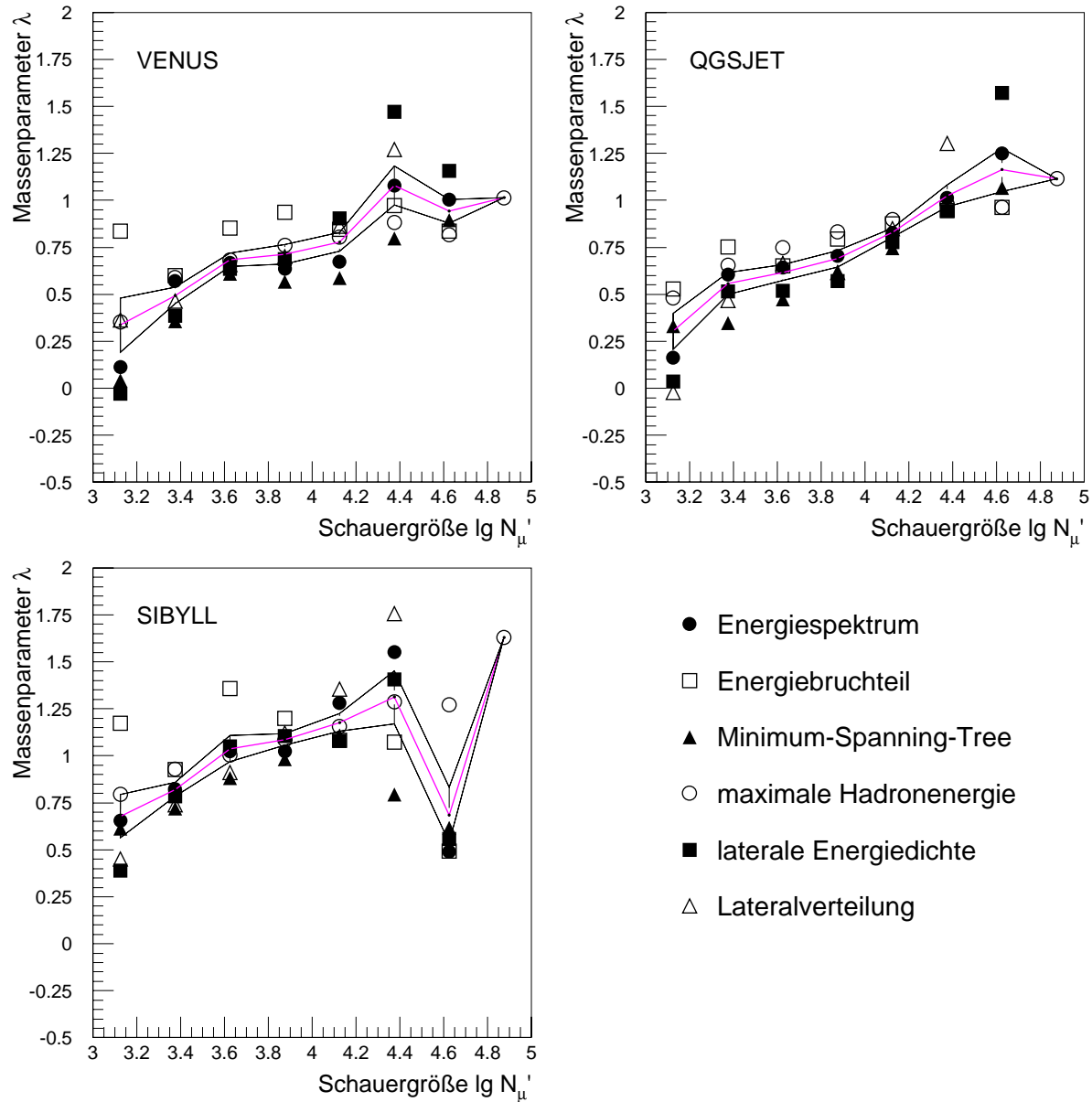


Abbildung 5.17: Zusammenfassung der Massenparameter λ für drei Modelle. Die Parameter λ sind für die unterschiedlichen Observablen als Funktion der Schauergöße N'_μ aufgetragen. Die über die Ergebnisse der einzelnen Modelle gemittelten Werte und die jeweiligen Fehler der Mittelwerte werden durch Linien angedeutet.

gleiche Ergebnis liefern müssen. Der Abbildung entnimmt man für den systematischen Fehler zwischen den verschiedenen Observablen einen Wert von $\Delta\lambda \approx 0.1$. Aufgrund der begrenzten Statistik sowohl in den Simulationsrechnungen als auch in der Messung zeigen die Ergebnisse insbesondere für $\lg N'_\mu > 4.3$ große statistische Fluktuationen, und der Gesamtfehler wird durch den statistischen Anteil dominiert. Wie aus Abbildung 5.16 ersichtlich, kann für $\lg N'_\mu > 4.3$ nicht mehr für alle Observablen ein Wert für λ angegeben werden, da die Statistik innerhalb der Schauergößenintervalle zu gering ist. Die Ergebnisse in diesem Bereich sind daher als vorläufig anzusehen.

Für die Energieeichung der Schauergöße (vergleiche Abbildung 4.1) wird innerhalb der einzel-

nen N'_μ -Intervalle über proton- und eiseninduzierte Schauer gleicher Anzahl gemittelt. An die Verteilungen der Primärenergie werden Gaußfunktionen angepaßt, deren Ergebnisse im folgenden benutzt werden. Die Mittelwerte dienen als Schätzwert für die Primärenergie der einzelnen Intervalle, die Standardabweichungen sind in der folgenden Abbildung als Fehlerbalken der Energie angegeben. Die mittlere Masse ist in Abbildung 5.18 über den so erhaltenen Werten für die Primärenergie für die Modelle VENUS und QGSJET aufgetragen³.

Bestünde die kosmische Strahlung nur aus einer Sorte von Kernen, deren logarithmische Massenzahl $\langle \ln A \rangle$ beträgt, so wäre dies bereits das Endergebnis. Da die kosmische Strahlung jedoch aus Kernen vieler Elemente besteht und die Effizienz von der Masse der Primärteilchen abhängig ist — siehe Abschnitt 3.5, insbesondere Abbildung 3.3 — muß eine Korrektur der unterschiedlichen Akzeptanzen durchgeführt werden.

Besteht die kosmische Strahlung in einem bestimmten Energieintervall aus verschiedenen Primärteilchen, deren Massenzahl A_i und Anzahl n_i beträgt, so gilt für die mittlere wahre Massenzahl

$$A_0 = \frac{\sum n_i A_i}{\sum n_i} . \quad (5.8)$$

Aufgrund unterschiedlicher Effizienzen ϵ_i für die einzelnen Spezies wird jedoch eine Massenzahl

$$A_g = \frac{\sum \epsilon_i n_i A_i}{\sum \epsilon_i n_i} \quad (5.9)$$

rekonstruiert. Da sich die Akzeptanz bei konstanter Energie mit zunehmender Masse reduziert, werden die Werte für A_g systematisch zu klein rekonstruiert. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die kosmische Strahlung nur aus zwei Elementgruppen mit den Massenzahlen A_1 und A_2 besteht, kann A_g in A_0 analytisch umgerechnet werden. Aus den Gleichungen 5.8 und 5.9 ergibt sich

$$A_0 = \frac{k + A_2}{k + A_1} \quad \text{mit} \quad k = \frac{\epsilon_2(A_2 - A_g)}{\epsilon_1(A_g - A_1)} . \quad (5.10)$$

Diese Korrektur ist am größten, wenn für die beiden Massengruppen A_1 und A_2 Protonen und Eisenkerne verwendet werden, die so korrigierten Meßwerte geben also eine Obergrenze der wahren Masse an, während die unkorrigierten Werte die Untergrenze markieren. Aus diesem Grunde wurde das arithmetische Mittel der Werte A_0 und A_g als gemessener Wert der mittleren logarithmischen Massenzahl verwendet.

Als Ergebnis ist in Abbildung 5.18 die mittlere logarithmische Masse der Primärteilchen im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 3 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ als Funktion der Primärenergie aufgetragen. Die Werte sind zusätzlich in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Vereinigt man die Ergebnisse, die mittels der Modelle VENUS und QGSJET erhalten wurden, so ergibt sich der in der Abbildung grau eingezeichnete Fehlerbereich für $\langle \ln A \rangle$. Bei niederen Energien führt die Abhängigkeit der Korrektur der Effizienz von der Elementzusammensetzung zu dem hellgrau angedeuteten Fehlerbereich.

Der Vergleich der hadronischen Wechselwirkungsmodelle im vorangehenden Kapitel hat ergeben, daß oberhalb ca. $6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ systematische Abweichungen zwischen Simulationen und Messungen bestehen. Die gemessenen Daten können nicht mehr mittels der Modelle beschrieben werden. Zusätzlich ist die Statistik von Simulationen und Messungen insbesondere in diesem Bereich derzeit noch begrenzt, so daß hier noch keine entgeltige Aussage getroffen werden kann.

³Die mit Hilfe der SIBYLL-Rechnungen erhaltenen Ergebnisse werden aus den mehrfach angeführten Gründen im weiteren nicht mehr verwendet.

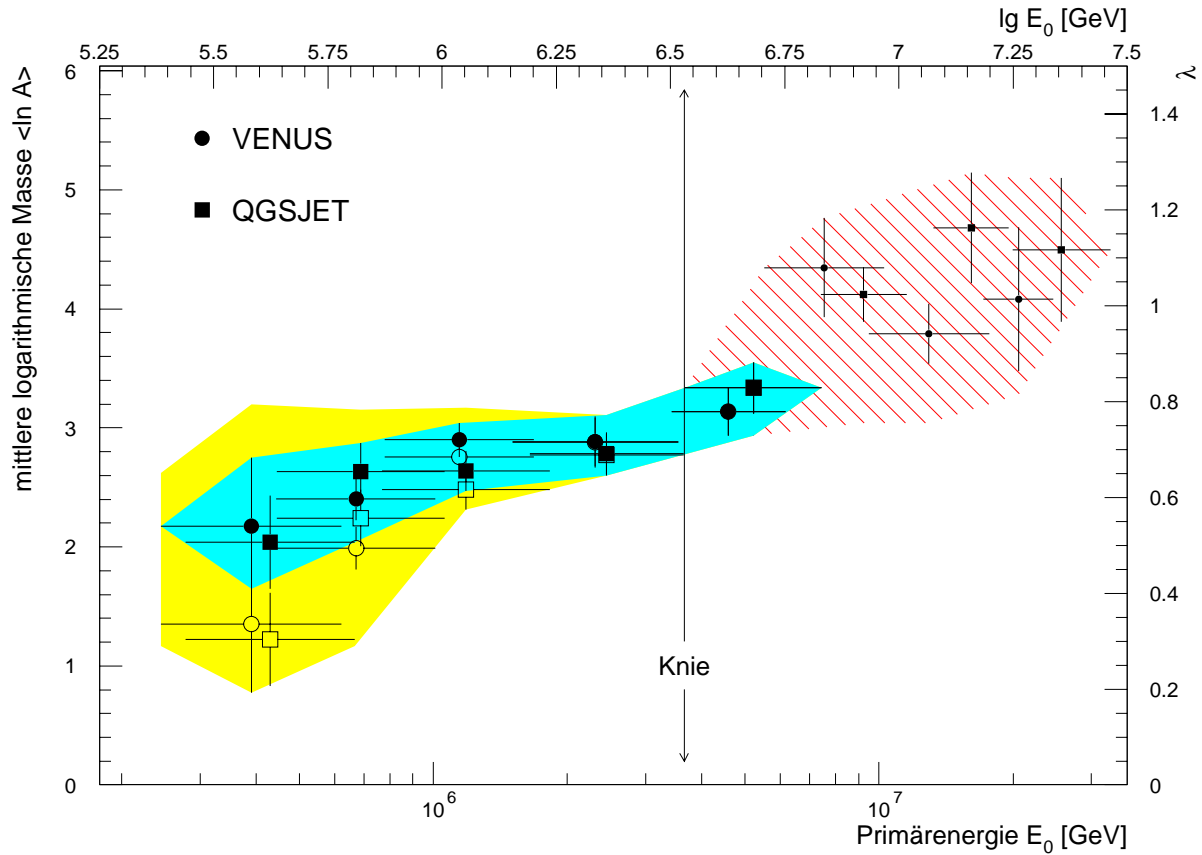


Abbildung 5.18: Die gemessene mittlere logarithmische Masse als Funktion der Primärenergie. Neben den endgültigen Resultaten (ausgefüllte Symbole) sind Werte ohne Korrektur der Effizienz (offene Symbole) eingetragen. Der durch die Abhängigkeit der Effizienzkorrektur von der Elementzusammensetzung entstehende systematische Fehler ist als hellgrauer Bereich angedeutet. Vereinigt man die Ergebnisse von VENUS und QGSJET, so ergibt sich der dunkel gezeichnete Fehlerbereich. Oberhalb 6 PeV sind vorläufige Ergebnisse dargestellt (schraffierter Bereich).

VENUS		QGSJET	
$\lg E_0/\text{GeV}$	$\langle \ln A \rangle$	$\lg E_0/\text{GeV}$	$\langle \ln A \rangle$
5.58 ± 0.11	2.18 ± 0.57	5.62 ± 0.19	2.04 ± 0.39
5.81 ± 0.17	2.40 ± 0.18	5.82 ± 0.18	2.63 ± 0.24
6.04 ± 0.16	2.90 ± 0.14	6.05 ± 0.18	2.64 ± 0.17
6.33 ± 0.18	2.89 ± 0.21	6.36 ± 0.17	2.79 ± 0.18
6.63 ± 0.12	3.14 ± 0.22	6.68 ± 0.15	3.34 ± 0.20

Tabelle 5.1: Gemessene mittlere logarithmische Masse.

Die Situation wird sich jedoch infolge der fortlaufenden Messungen und mit weiteren Simulationsrechnungen in Zukunft verbessern. Die vorläufigen Resultate sind in Abbildung 5.18 als schraffierter Fehlerbereich angedeutet. Die Analysen ergeben in diesem Energiebereich eine sehr

schwere Elementzusammensetzung, die auch auf systematische Unsicherheiten hindeuten könnte. So könnten systematische Fehler, die bei hohen Energien bei der Kalibration der Detektoren, der Rekonstruktion physikalischer Größen oder in den Wechselwirkungsmodellen auftreten, eine schwere Elementzusammensetzung vortäuschen.

Die Ergebnisse ergeben einen kontinuierlichen Anstieg der mittleren Masse im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis in die Knie-Region. Die Resultate stehen damit in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen der in Abschnitt 1.1 beschriebenen Modelle, die ebenfalls eine Zunahme des Anteiles schwerer Kerne mit zunehmender Energie vorhersagen.

5.10 Vergleich mit anderen Ergebnissen

Die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^{14} bis 10^{17} eV wird in der Literatur vielfältig und zum Teil widersprüchlich angegeben. Die Angaben über eine mögliche Zusammensetzung streuen sehr stark und reichen von „extrem leicht“ bis zu „sehr schwer“. In Abbildung 5.19 sind die Ergebnisse verschiedener Arbeiten im Energiebereich 10^{13} eV $\leq E_0 \leq 5 \cdot 10^{16}$ eV zusammengestellt. Der Mittelwert der logarithmischen Masse $\langle \ln A \rangle$ ist als Funktion der Primärenergie aufgetragen. Bei $E_0 \approx 10^{16}$ eV streuen die Angaben über den gesamten Wertebereich.

Ein Vergleich zwischen den Ergebnissen unterschiedlicher Arbeiten ist generell schwierig, da von den Autoren verschiedene Methoden zur Quantifizierung der Elementzusammensetzung gewählt werden. In der Literatur sind drei Vorgehensweisen besonders verbreitet, die Angabe einer mittleren Massenzahl $\langle A \rangle$, eines Mittelwertes der logarithmischen Masse $\langle \ln A \rangle$ und relativer Häufigkeiten für verschiedene Massengruppen. Erschwerend kommt hinzu, daß diese Massengruppen im allgemeinen nicht einheitlich gewählt werden. Da in dieser Arbeit die Elementzusammensetzung durch die Angabe einer mittleren logarithmischen Masse als Funktion der Energie angegeben wird, wurden die Literaturwerte⁴, soweit notwendig, für Abbildung 5.19 umgerechnet. Diese Umrechnung wird zusammen mit den Ergebnissen der unterschiedlichen Autoren im folgenden beschrieben.

In einer Zusammenstellung von B. Wiebel [Wiebel 94] sind die direkt gemessenen differentiellen Flüsse verschiedener ballon- und satellitengetragener Experimente für alle Elemente zwischen Wasserstoff und Nickel angegeben. Hieraus wurden die Werte für $\langle \ln A \rangle$ für zwei Primärenergien berechnet. Von M. Giller wurden ebenfalls verschiedene Resultate von ballon- und weltraumgestützten Experimenten zusammengetragen [Giller 97]. Bei JACEE⁵ werden die Energiespektren einzelner Elemente mittels eines ballongetragenen Emulsionskammerexperimentes gemessen [Asakimori 93b, Asakimori 95]. Aus den Häufigkeiten der einzelnen Elementgruppen wurde $\langle \ln A \rangle$ berechnet. Schließlich ist noch eine Zusammenstellung verschiedener direkter Messungen von S. Swordy eingetragen [Swordy 94]. Die Werte wurden hier ebenfalls aus den angegebenen relativen Häufigkeiten der einzelnen Elementgruppen berechnet.

Bei KASCADE konnte durch eine Analyse multifraktaler Momente von Ortsverteilungen hochenergetischer Myonen in den Vieldrahtproportionalkammern ein erstes Ergebnis zur Massenzusammensetzung angegeben werden [Haungs 96, Haungs 96a]. Der angegebene Anteil leichter Kerne wird unter Annahme von $\langle \ln A \rangle = (\ln A_H + \ln A_{He})/2$ für die leichte Komponente und

⁴In vielen Veröffentlichungen sind die Ergebnisse nur graphisch angegeben, die Werte in Abbildung 5.19 sind deshalb zum Teil mit einem geringen Ablesefehler behaftet.

⁵Japanese American Cooperative Emulsion Experiment

$\langle \ln A \rangle = (\ln A_O + \ln A_{Fe})/2$ für den Rest in $\langle \ln A \rangle$ umgerechnet.

Beim Experiment HEGRA⁶ auf La Palma finden ebenfalls unterschiedliche Methoden zur Massenbestimmung Verwendung. Mit Hilfe der CRT⁷-Detektoren und dem Szintillatorarray können die Winkel von Myonen relativ zur Schauerachse als Funktion des Abstandes zum Schauerzentrum vermessen werden. Diese Methode ist sensitiv auf die mittlere Produktionshöhe der Myonen und erlaubt die Ableitung einer mittleren logarithmischen Masse der Primärteilchen als Funktion ihrer Energie [Bernlöhr 95, Bernlöhr 97]. Es sind Ergebnisse für die Modelle DPMJET und VENUS für Simulationsrechnungen mit CORSIKA angegeben, letztere sind in Abbildung 5.19 eingetragen⁸.

R. Plaga et al. benutzen den Weitwinkelčerenkovdetektor AIROBICC⁹ [Karle 94] und das Szintillatorarray für ihre Analyse. Sie basiert auf einer Messung der Lateralverteilung des Čerenkovlichtes und der Zahl der Elektronen in einem Luftschauer. Die Elementzusammensetzung wird aus der absoluten Höhe und den Fluktuationen des Schauermaximums abgeleitet [Plaga 95]. Aus den angegebenen relativen Anteilen für Protonen und schweren Kernen wird $\langle \ln A \rangle$, unter der Annahme $\langle \ln A \rangle = (\ln A_O + \ln A_{Fe})/2$ für die schweren Kerne, berechnet.

In einer weiteren Analyse von Kornmayer et al. wird ebenfalls das Schauermaximum mittels der AIROBICC-Detektoren und des Szintillatorarrays untersucht und hieraus ein Anteil der leichten Elemente (H+He) abgeleitet [Kornmayer 97]. Diese Werte sind unter der Annahme $\langle \ln A \rangle = (\ln A_H + \ln A_{He})/2$ für die leichte und $\langle \ln A \rangle = (\ln A_O + \ln A_{Fe})/2$ für die schwere Komponente in Abbildung 5.19 angegeben.

In [Kornmayer 97] ist die gemessene atmosphärische Tiefe des Schauermaximums als Funktion der Primärenergie angegeben. Zusätzlich sind Ergebnisse von CORSIKA-Rechnungen für proton- und eiseninduzierte Schauer für alle fünf in CORSIKA implementierten hadronischen Wechselwirkungsmodelle dargestellt. Aus den Simulationsrechnungen folgt für den Zusammenhang der atmosphärischen Tiefe zwischen primären Protonen und Eisenkernen $X_p(E_0) \approx X_{Fe}(E_0/56)$, d.h. das Superpositionsprinzip gilt in guter Näherung. Bestimmt man den relativen Abstand λ zwischen Messungen und den Simulationsergebnissen für Protonen und Eisenkernen, so folgt aus dem Superpositionsprinzip $\lambda = \langle \ln A \rangle / \ln A_{Fe}$. Die so erhaltenen Ergebnisse sind, gemittelt über die Werte der Modelle VENUS und QGSJET, in Abbildung 5.19 ebenfalls angegeben (Kornmayer λ). Diese Werte stimmen mit den aus den relativen Häufigkeiten abgeleiteten gut überein. Mit diesem Beispiel kann also gezeigt werden, daß der systematische Fehler bei der Umrechnung der relativen Häufigkeiten in $\langle \ln A \rangle$ kleiner als $\Delta \langle \ln A \rangle \approx 0.1$ ist.

Auf dem Gelände des Experimentes CASA-MIA¹⁰ in Utah/USA befinden sich die beiden 2 m-Čerenkovteleskope von DICE¹¹. Diese dienen der Vermessung des Schauermaximums und erlauben, zusammen mit den Resultaten des CASA-Experimentes, die Angabe einer mittleren atmosphärischen Tiefe des Schauermaximums als Funktion der Primärenergie [Boothby 97]. Zusätzlich sind Ergebnisse von CORSIKA-Simulationen für primäre Protonen und Eisenkerne angegeben. Aus den relativen Abständen λ zwischen Simulations- und Meßergebnissen wurde $\langle \ln A \rangle$ bestimmt und in Abbildung 5.19 eingetragen.

Beim Experiment MACRO¹² im Gran-Sasso-Untergroundlaboratorium werden unterhalb einer massiven Felsabschirmung die hochenergetischen Myonen aus ausgedehnten Luftschauern

⁶High Energy Gamma Ray Astronomy

⁷Cosmic Ray Tracking

⁸Die Schauergröße N_e wurde dazu mittels in [Bernlöhr 97] tabellierter Angaben in Primärenergie umgerechnet.

⁹AIRshower Observation By angle Integrating Čerenkov Counters

¹⁰Chicago Air Shower Array – MICHigan muon Array

¹¹Dual Imaging Čerenkov Experiment

¹²Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

nachgewiesen. Die Myonmultiplizität in einem Ereignis ist von der Masse des Primärteilchens abhängig und erlaubt eine Messung der Elementzusammensetzung [Palamara 95]. Aus den angegebenen relativen Häufigkeiten für fünf Massengruppen wurden die Werte für $\langle \ln A \rangle$ berechnet.

Ein Experiment auf dem Berg Chacaltaya in Bolivien untersucht mit einem Čerenkovdetektor und einem Luftschauserarray die Zeitstruktur von Čerenkovlicht in Luftschauern und leitet hieraus die Elementzusammensetzung als Funktion der Energie ab [Shirasaki 97]. Hierbei wird ausgenutzt, daß die Fluktuationen innerhalb von Luftschauern aufgrund des Superpositionsprinzips mit zunehmender Masse des Primärteilchens abnehmen.

Die Ergebnisse des Kieler Luftschauserexperimentes wurden von J. Kempa et al. mittels multifraktaler Momente von gemessenen Elektronverteilungen neu analysiert [Kempa 95]. In der Veröffentlichung ist die relative Häufigkeit von leichten und schweren Elementen als Funktion der

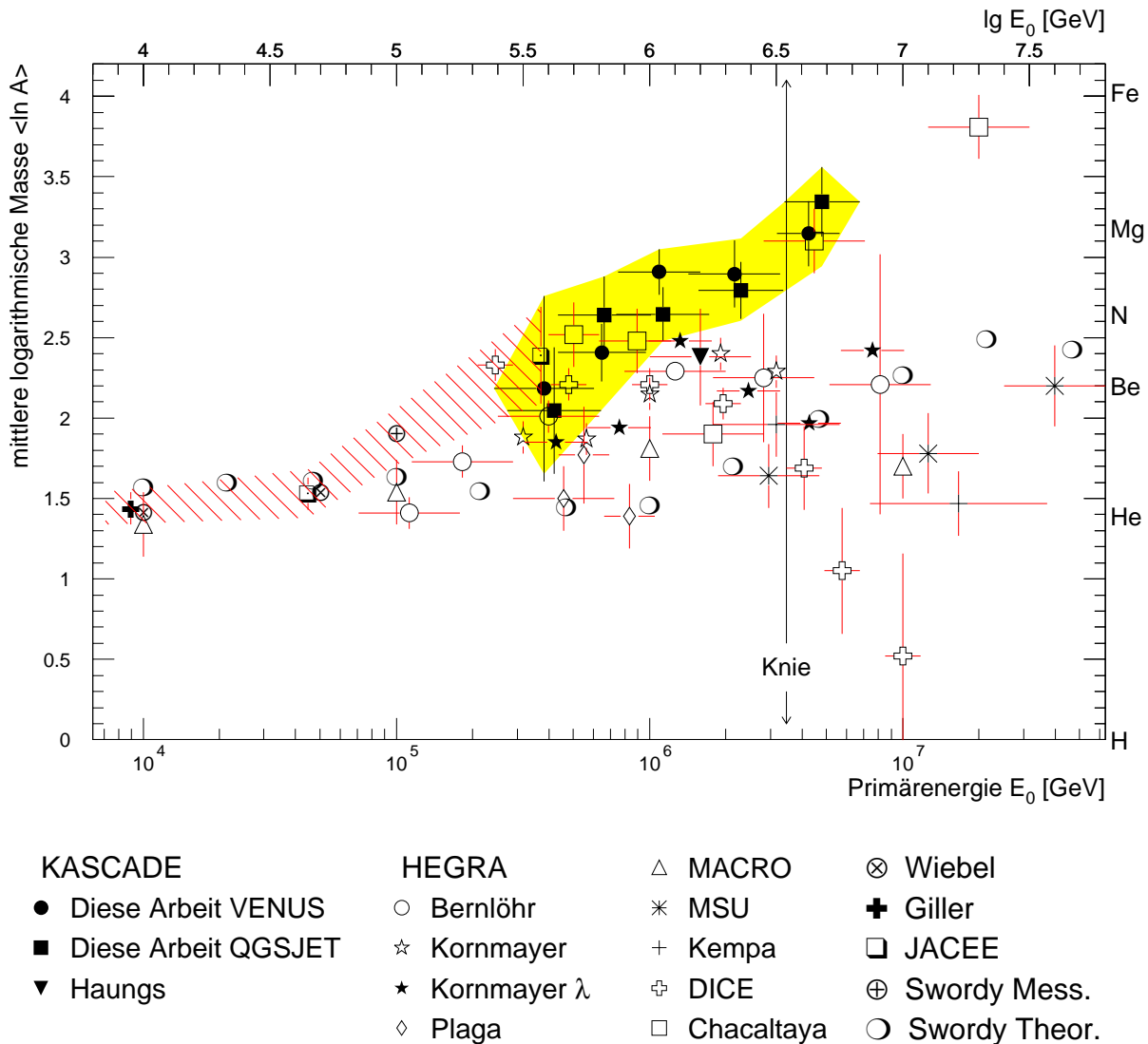


Abbildung 5.19: Gemessene Elementzusammensetzung im Vergleich mit anderen Ergebnissen. Die Referenzen sind im Text angegeben. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind im grau unterlegten, die der direkten Messungen im schraffierten Fehlerbereich zusammengefaßt.

Schauergröße N_e angegeben. Die Schauergröße wurde mittels CORSIKA-Simulationsrechnungen in Primärenergie umgerechnet. Zur Bestimmung von $\langle \ln A \rangle$ wurde eine leichte Elementgruppe mit $\langle \ln A \rangle = (\ln A_H + \ln A_{He})/2$, eine mittlere mit $\langle \ln A \rangle = (\ln A_C + \ln A_N + \ln A_O)/3$ und eine schwere mit $\langle \ln A \rangle = \ln A_{Fe}$ angenommen.

Beim Luftschauerexperiment der Moskauer Staatsuniversität (MSU) wird aus den gemessenen Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Komponente die Masse der Primärteilchen bestimmt [Fomin 97]. Die Analyse stützt sich auf Simulationsrechnungen mit dem Modell QGSJET. Aus den angegebenen relativen Häufigkeiten für drei Massengruppen wurde $\langle \ln A \rangle$ mit $\langle \ln A \rangle = (\ln A_H + \ln A_{He})/2$ für die leichte, $\langle A \rangle = 15$ für die mittlere und $\langle \ln A \rangle = (\ln A_{Si} + \ln A_{Fe})/2$ für die schwere Komponente, entsprechend den Angaben in der Veröffentlichung, berechnet.

Aus theoretischen Vorhersagen mit einem „Leaky-Box-Modell“ berechnet S. Swordy die relativen Häufigkeiten der fünf Elementgruppen H, He, CNO, Ne-S und Fe [Swordy 95]. Hieraus wurden Werte für $\langle \ln A \rangle$ mittels der Annahme $\langle \ln A \rangle = (\ln A_C + \ln A_N + \ln A_O)/3$ für die CNO-Gruppe und $\langle \ln A \rangle = \langle \ln A_{Ne}, \dots, \ln A_S \rangle$ für die Ne-S-Gruppe abgeleitet.

Mit Ausnahme der Ergebnisse von DICE und J. Kempa et al. stellen alle Autoren eine Zunahme der mittleren Masse mit steigender Energie fest. Die Ergebnisse von DICE behaupten eine Abnahme der mittleren logarithmischen Masse von $\langle \ln A \rangle = 2.33$ bei $E_0 = 2.5 \cdot 10^{14}$ eV auf $\langle \ln A \rangle = 0.52$ bei $E_0 = 10^{16}$ eV.

Die Ergebnisse der direkten Messungen (Zusammenstellungen von Wiebel, Giller, Swordy und die JACEE-Resultate) ergeben im Bereich von $4 \cdot 10^{13}$ eV bis $4 \cdot 10^{14}$ eV einen kontinuierlichen Anstieg der mittleren Masse. Dieser Trend wird durch die Ergebnisse dieser Arbeit zu höheren Energien fortgesetzt. Der JACEE-Wert bei $4 \cdot 10^{14}$ eV steht in guter Übereinstimmung mit den Resultaten dieser Arbeit, d.h. im Energiebereich des Überlapps von direkten und indirekten Messungen ergibt sich eine konsistente Beschreibung der Elementzusammensetzung.

Bei höheren Energien finden die Ergebnisse dieser Arbeit Bestätigung in den Resultaten von Haungs et al. und den Chacaltaya-Werten. Im Bereich unterhalb des Knies sind sie mit den HEGRA-Ergebnissen von Kornmayer et al. und Bernlöhner et al. verträglich, zeigen jedoch eine schwerere Zusammensetzung als die übrigen Resultate, mit Ausnahme der Chacaltaya-Ergebnisse. Dies könnte seine Ursache in der Modellierung der hadronischen Komponente in den Luftschauersimulationen haben. In dieser Arbeit wurde die Elementzusammensetzung zum ersten mal mittels der hadronischen Komponente bestimmt, während die früheren Arbeiten die elektromagnetische und die myonische Komponente sowie die Čerenkov-Photonen untersucht haben. Eine fehlerhafte Modellierung der hadronischen Komponente würde sich demzufolge nur in den Resultaten dieser Arbeit bemerkbar machen und so möglicherweise eine sehr schwere Zusammensetzung ergeben. Andererseits kann mit dem gleichen Argument ein Modellfehler in den anderen Schauerkomponenten zu einer zu leichten Zusammensetzung führen.

Die Rechnungen mittels des „Leaky-Box“-Modelles von S. Swordy ergeben etwa den gleichen Anstieg der mittleren Masse mit der Energie, die Punkte verlaufen parallel zu den Resultaten dieser Arbeit, unterscheiden sich jedoch in der absoluten Lage der Punkte.

Das Flußspektrum der kosmischen Strahlung zeigt im Bereich des Knies einen scharfen Knick, wie in den Abbildungen 1.1 und 5.15 veranschaulicht ist. In Abschnitt 1.1 wurde beschrieben, daß die meisten Modelle dieses Verhalten durch eine Änderung der Elementzusammensetzung erklären. Um den beobachteten, scharfen Knick zu erhalten, ist eine drastische Änderung der Zusammensetzung in diesem Bereich notwendig. Ein solches Verhalten deutet sich in der Mo-

dellrechnung von S. Swordy an. Die Ergebnisse dieser Arbeit und die Chacaltaya–Resultate bestätigen experimentell einen starken Anstieg der mittleren Masse im Bereich des Knies. Dieser Trend ist in den Ergebnissen der übrigen Experimente nicht zu erkennen.

Die Ergebnisse von MACRO, DICE, Kempa et al. und der Moskauer Staatsuniversität sind mit den Resultaten dieser Arbeit nicht verträglich, sie ergeben bei hohen Energien eine zu geringe mittlere logarithmische Masse.

6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des Höhenstrahlungsexperimentes KASCADE wurde die hadronische Komponente ausgedehnter Luftschauer untersucht. Hierzu dient ein 320 m^2 großes Hadronkalorimeter, das in acht Lagen mit Flüssigkeitsionisationskammern bestückt ist und mittels 40 000 elektronischen Kanälen ausgelesen wird. Datenauslese und Experimentsteuerung erfolgen für diesen Detektor mit einem Parallelrechner auf der Basis von Transputern. Zum Betrieb des Kalorimeters wurde ein mehrbenutzerfähiges Betriebssystem für diesen Parallelrechner entworfen und erstellt, das sämtliche Aufgaben der Datennahme, Experimentsteuerung und -überwachung übernimmt.

Es wurden Meßdaten aus dem Zeitraum von Oktober 1996 bis August 1997 untersucht, dabei wurde im Kalorimeter ein aktiver Bereich von ca. 200 m^2 mit etwa 22 000 elektronischen Kanälen berücksichtigt. Der dynamische Bereich der Ionisationskammern konnte durch Vergleich von Ergebnissen aus Messungen und Simulationsrechnungen verifiziert werden, es ergibt sich ein Wert von $5.8 \cdot 10^4$. Damit können mit dem Detektor Kerne ausgedehnter Luftschauer bis zu Energien von etwa 10^{16} eV ohne Sättigung nachgewiesen werden. Die Signalausbeute des Kalorimeters ist über einen Zeitraum von mindestens elf Monaten stabil, und der Detektor weist über seine gesamte aktive Fläche eine gleichmäßige Ansprechwahrscheinlichkeit auf. In diesem Zeitraum waren weniger als 1 % der elektronischen Kanäle defekt.

Zum Vergleich hochenergetischer hadronischer Wechselwirkungsmodelle und zur Ableitung von geeigneten Observablen für die Bestimmung der Masse des Primärteilchens wurden mit dem Programm CORSIKA umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt, bei denen alle relevanten Massengruppen in der kosmischen Strahlung berücksichtigt wurden. Für primäre Protonen und Eisenkerne wurden mit den Modellen VENUS, QGSJET und SIBYLL sowie für Helium-, Sauerstoff- und Siliziumkerne mit dem Modell VENUS insgesamt mehr als 17 000 Luftschauer im Energiebereich $10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 3.16 \cdot 10^{16} \text{ eV}$ berechnet. Die Detektorantwort wurde durch eine Simulation aller aktiven und passiven Detektorkomponenten bestimmt. Gemessene und simulierte Schauer wurden in identischer Weise der Ereignisrekonstruktion und Analyseprozedur unterzogen.

Aus gemessenen und simulierten Daten wurden physikalische Größen, wie Schauerrichtung, Lage des Schauerzentrums, Zahl der Elektronen und Myonen sowie der Ort und die Energie einzelner Hadronen rekonstruiert. Die Qualität der Rekonstruktion wurde anhand von Simulationsrechnungen überprüft. Es wurden Luftschauer selektiert, deren Zentrum innerhalb des Kalorimeters lag und bei denen mehrere Hadronen im Kalorimeter nachgewiesen wurden.

Zum Vergleich der hadronischen Wechselwirkungsmodelle wurden unterschiedliche Observablen untersucht und die Ergebnisse der einzelnen Modelle mit Meßdaten verglichen. Es wurden die Lateralverteilung der Hadronen, ihre Energiedichte als Funktion des Abstandes zum Schauerkern, ihr differentielles Energiespektrum, die Aufteilung der Hadronenergie in Luftschauern auf die einzelnen Hadronen, die maximale Hadronenergie sowie die Charakterisierung von Substrukturen im hadronischen Schauerkern und das Verhältnis von Elektronen- zu Myonzahl für einen

systematischen Vergleich herangezogen. Die Daten wurden hierzu in Schauergrößenintervalle unterteilt, wobei zur Klassifizierung alle drei Schauerkomponenten, die myonische, die elektromagnetische und die hadronische, verwendet wurden. Zusätzlich wurde der systematische Einfluß unterschiedlicher Energieschwellen für die Hadronen für fünf Werte zwischen 50 GeV und 1 TeV untersucht.

Der Vergleich ergab für das Modell QGSJET die beste Übereinstimmung mit Meßdaten. Nahezu alle Observablen können durch dieses Modell als Funktion aller drei Schauerkomponenten gut vorhergesagt werden. Bei der Klassifizierung nach der elektromagnetischen Schauerkomponente zeigten sich für das Modell VENUS mehrmals Abweichungen zwischen Vorhersagen und Meßergebnissen in verschiedenen Observablen. Große systematische Abweichungen zwischen Messung und Simulation waren für das Modell SIBYLL bei Klassifikation nach der myonischen Schauerkomponente erkennbar. Dieses Modell ergab die schlechteste Übereinstimmung mit gemessenen Daten und sollte für die Luftschauersimulation nur mit entsprechenden Vorbehalten Verwendung finden. Dieses Ergebnis kann als eine Bestätigung der Gribov–Regge–Theorie angesehen werden, die den beiden Modellen VENUS und QGSJET zugrunde liegt und eine konsistente Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung bis zu Energien von mindestens $6 \cdot 10^{15}$ eV gestattet. Oberhalb dieser Energie zeigen sich für alle Modelle in den meisten Observablen systematische Abweichungen der Ergebnisse von Simulation und Messung. In diesem Bereich ist die Statistik von gemessenen und simulierten Daten derzeit noch zu gering, um eine endgültige Aussage treffen zu können. Durch die andauernden Messungen und neue Simulationsrechnungen wird sich diese Situation in nächster Zeit verbessern, so daß mit den vorgestellten Methoden auch oberhalb $6 \cdot 10^{15}$ eV zuverlässige Aussagen gemacht werden können, und die Qualität der einzelnen Wechselwirkungsmodelle anhand der hadronischen Komponente beurteilt werden kann.

Für Energien unterhalb $2 \cdot 10^{14}$ eV wurden aufgrund der Massenabhängigkeit der Effizienz für die Luftschauer fast ausschließlich protoninduzierte Schauer gemessen. Die Daten konnten erwartungsgemäß durch reine Protonensimulationen gut beschrieben werden. Oberhalb dieser Energie zeigte sich in allen Observablen ein Trend zu schwereren Elementen, der im weiteren quantitativ untersucht wurde.

Anhand von Simulationsrechnungen wurde geprüft, welche Observablen der hadronischen Komponente dazu geeignet sind, die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung am besten zu bestimmen. Dabei haben sich die folgenden Observablen als besonders sensitiv erwiesen: Die Lateralverteilung der Hadronen, die laterale hadronische Energiedichte, das differentielle hadronische Energiespektrum, die Aufteilung der Energie auf die einzelnen Hadronen, die maximale Hadronenergie in einem Schauer und schließlich die Verteilung der energiegewichteten Abstände zwischen den Hadronen in einem Schauer. Es konnte damit gezeigt werden, daß die hadronische Komponente von Luftschauern einen wichtigen Beitrag zur Bestimmung der Masse des Primärteilchen liefert. Die entwickelten Methoden wurden auf gemessene Daten angewendet, und die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung konnte im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} \text{ eV} \leq E_0 \leq 6 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ bestimmt werden. Dabei ergab sich ein kontinuierlicher Anstieg der mittleren logarithmischen Masse mit der Primärenergie. Dieses Ergebnis ist für niedrige Energien in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von direkten Messungen ballongetragenener sowie satellitengestützter Experimente und setzt den von diesen angedeuteten Trend für höhere Energien stetig fort. Erstmals konnte damit die Elementzusammensetzung durch Messung der hadronischen Komponente bestimmt werden.

Das Schauergrößenspektrum der hadronischen Komponente wurde im Energiebereich von $2 \cdot 10^{14}$ eV bis $4 \cdot 10^{16}$ eV vermessen. Das Spektrum zeigt bei einer Primärenergie von etwa 3 – 4 PeV ein deutliches Knie, beiderseits dessen es durch ein Potenzgesetz beschrieben werden

kann. Für die Spektralindizes des Primärspektrums der kosmischen Strahlung ergaben sich die Werte $\gamma_1 = 2.72 \pm 0.04_{stat} \pm 0.14_{syst}$ und $\gamma_2 = 3.02 \pm 0.09_{stat} \pm 0.16_{syst}$ für Energien unter- bzw. oberhalb des Knies. Mit den vorliegenden Messungen konnte erstmals ein Knie im Schauergößenspektrum der hadronischen Komponente nachgewiesen werden. Damit wird bei KASCADE in allen drei Schauerkomponenten ein Knie beobachtet, und es kann angenommen werden, daß das Knie astrophysikalische Ursachen hat. Umgekehrt kann mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, daß die Ursache des Knies in einer Änderung der hadronischen Wechselwirkung zu suchen ist. Endgültige Sicherheit wird man aber erst erlangen, wenn durch weitere Messungen und Simulationsrechnungen die Statistik oberhalb einer Energie von $6 \cdot 10^{15}$ eV groß genug sein wird, um mit den in dieser Arbeit vorgestellten Methoden die Gültigkeit der Wechselwirkungsmodelle bei diesen Energien zweifelsfrei nachzuweisen.

Danksagung

Die Entwicklung, der Aufbau und der Betrieb von KASCADE sowie die umfangreiche Analyse der Daten war und ist nur durch gemeinsame Anstrengungen vieler Kollaboranten möglich. Deshalb bedanke ich mich herzlich bei allen, die ihren Beitrag zum Entstehen von KASCADE geleistet und die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. Joachim Engler, der diese Arbeit innerhalb seiner Gruppe Detektorentwicklung ermöglicht und durch sein stetiges Interesse gefördert hat. In vielen Gesprächen hat er mein Wissen zu verschiedensten Themenkomplexen vertieft und mich in allen Phasen der Arbeit fortwährend unterstützt.

Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert danke ich für die Übernahme des Referates sowie für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. Bernhard Zeitnitz bin ich für die Übernahme des Korreferates und die Ermöglichung dieser Arbeit an seinem Institut für Kernphysik I des Forschungszentrums Karlsruhe sehr verbunden.

Herrn Dipl.-Ing. Heinrich Keim danke ich herzlich für seine engagierte Unterstützung in allen Fragen der Elektronik und für die sehr gute Zusammenarbeit.

Herr Priv. Doz. Dr. Johannes Knapp sei für die zahlreichen Diskussionen zu verschiedenen physikalischen Themen, insbesondere der Luftschauersimulation und hadronischen Wechselwirkung, gedankt, von denen ich sehr viel profitiert habe.

Ein herzliches Dankeschön gilt Herrn Dr. Joseph Unger für sein großes Engagement bei der Entwicklung der Simulations- und Rekonstruktionsprogramme. Herrn Dr. Wolf-Dieter Apelschulde ich meinen Dank für seinen Einsatz bei der Weiterentwicklung der Simulations- und Rekonstruktionsprogramme.

Herrn Dipl.-Phys. Markus Roth und Herrn Dipl.-Math. Jürgen Oehlschläger danke ich für die Durchführung eines Teiles der Simulationsrechnungen.

Herrn Dr. Hermann-Joseph Mathes bekunde ich meinen Dank für seine Hilfe bei der Entwicklung der Transputerprogramme für das Kalorimeter und für die alleinige Koordination des KASCADE-Meßbetriebes während der Anfertigung dieser Arbeit. Herr Jens Milke hat mich durch sein Engagement beim Betrieb des Kalorimeters entlastet, dafür gebührt ihm mein Dank.

Für die Durchsicht der Dissertation danke ich Herrn Dipl.-Phys. Markus Risse.

Nicht zuletzt danke ich allen Mitarbeitern der Gruppe Detektorentwicklung für die gute Zusammenarbeit und ihr Engagement beim Aufbau und Betrieb des Kalorimeters.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung.	4
1.2	Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem.	5
1.3	Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers.	10
2.1	Grundriß des Experimentes KASCADE.	19
2.2	Der KASCADE-Zentraldetektor.	21
2.3	Aufbau einer Flüssigkeitsionisationskammer.	22
2.4	Elektronischer Signalweg für das Kalorimeter.	26
2.5	Detektorstation des Szintillatorarrays von KASCADE.	29
2.6	Der KASCADE-Myontunnel im Querschnitt.	30
2.7	Das KASCADE-Datenerfassungssystem.	31
3.1	Mittlerer Fehler der Bestimmung des Schauerzentrums	40
3.2	Genauigkeit der Rekonstruktion globaler Schauergrößen.	41
3.3	Nachweiswahrscheinlichkeit für Luftschauer unterschiedlicher Primärteilchen.	42
3.4	Effizienz für Luftschauer verschiedener Wechselwirkungsmodelle	43
3.5	Häufigkeitsverteilung für die minimale und maximale Energiedeposition	44
3.6	Anzahl von Kanälen mit Energiedeposition E	45
3.7	Gemessene Hadronrate als Funktion der Zeit.	46
3.8	Lage der rekonstruierten Hadronen und Schauerzentren.	47
4.1	Primärenergie als Funktion der Schauergröße N'_μ	49
4.2	Primärenergie als Funktion der Schauergröße N_e	50
4.3	Primärenergie als Funktion der Schauergröße $\sum E_H$	51
4.4	Primärenergie als Funktion der Zahl der Hadronen	52
4.5	Hadronlateralverteilung für $3.5 \leq \lg N'_\mu < 3.75$	53
4.6	Laterale Hadrondichte für verschiedene Energieschwellen	54

4.7	Lateralverteilung der Hadronen für SchauergroÙe $5.25 \leq \lg N_e < 5.5$.	55
4.8	Gemessene Hadronlateralverteilungen für verschiedene SchauergroÙen N_e	55
4.9	Laterale hadronische Energiedichte für $4 \leq \lg N'_\mu < 4.25$	57
4.10	Laterale Energiedichte für unterschiedliche Hadronenergieschwellen.	57
4.11	Laterale hadronische Energiedichte für $5.25 \leq \lg N_e < 5.5$	58
4.12	Gemessene Energiedichteverteilungen für verschiedene SchauergroÙen N_e	58
4.13	Zahl der Hadronen als Funktion von N_e für unterschiedliche Modelle.	59
4.14	Hadronzahl als Funktion von N_e für verschiedene Energieschwellen.	60
4.15	Hadronzahl als Funktion der SchauergroÙe N'_μ .	61
4.16	Hadronzahl gegen N'_μ für verschiedene Energieschwellen.	62
4.17	Hadronische Energiesumme für unterschiedliche Modelle	63
4.18	Zahl der Hadronen als Funktion ihrer Energiesumme.	64
4.19	Zahl der Hadronen als Funktion von $\sum E_H$ für verschiedene Energieschwellen.	65
4.20	Differentielles Energiespektrum der Hadronen für feste SchauergroÙe N'_μ	66
4.21	Radiale Energiespektren.	67
4.22	Hadronische Energiespektren für SchauergroÙe N_e .	67
4.23	Gemessene Hadronenergiespektren für verschiedene SchauergroÙen N_e .	68
4.24	Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile für SchauergroÙe N'_μ .	69
4.25	Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile für verschiedene Energieschwellen.	70
4.26	Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile für SchauergroÙen N_e und $\sum E_H$.	71
4.27	Maximale Hadronenergie als Funktion der hadronischen Energiesumme.	72
4.28	Maximale Hadronenergie als Funktion der Elektronenzahl.	73
4.29	Maximale Hadronenergie als Funktion der Myonzahl.	73
4.30	Zwei Ereignisse mit Minimum–Spanning–Tree.	74
4.31	Häufigkeitsverteilung der MST–Abstände für SchauergroÙe N'_μ .	76
4.32	Häufigkeitsverteilung der MST–Abstände für die SchauergroÙen N_e und $\sum E_H$.	77
4.33	Häufigkeitsverteilung der MST–Abstände für unterschiedliche Energieschwellen.	77
4.34	Häufigkeitsverteilung der MST–Abstände für unterschiedliche SchauergroÙen	78
4.35	Myonzahl N'_μ gegen Elektronenzahl N_e für unterschiedliche Modelle.	79
5.1	Definition des mittleren relativen Abstandes λ .	82
5.2	Lateralverteilungen der Hadronen für verschiedene Primärmassen.	83
5.3	Gemessene Hadronlateralverteilungen für SchauergroÙen N'_μ .	84

5.4	Hadronische Energiedichte für verschiedene Primärmassen.	85
5.5	Gemessene hadronische Energiedichten für Schauergößen N'_μ	85
5.6	Abhängigkeit der differentiellen Energiespektren von der Massenzahl A	86
5.7	Gemessene differentielle Energiespektren für Schauergößen N'_μ	87
5.8	Häufigkeit der Energiebruchteile der Hadronen für verschiedene Primärmassen.	87
5.9	Gemessene Häufigkeitsverteilungen für die Energiebruchteile.	88
5.10	Maximale Hadronenergie für unterschiedliche Primärteilchentypen.	89
5.11	Häufigkeitsverteilung der MST–Distanzen für verschiedene Primärteilchen.	90
5.12	Gemessene Häufigkeitsverteilungen der MST–Abstände.	91
5.13	Unkorrigiertes Schauergößenspektrum der hadronischen Komponente.	92
5.14	Effizienzkorrekturen des Schauergößenspektrums.	92
5.15	Gemessenes Schauergößenspektrum der hadronischen Komponente.	94
5.16	Massenparameter λ für unterschiedliche Observablen.	95
5.17	Zusammenfassung der Massenparameter λ für drei Modelle.	96
5.18	Die gemessene mittlere logarithmische Masse als Funktion der Primärenergie.	98
5.19	Gemessene Elementzusammensetzung im Vergleich mit anderen Ergebnissen.	101

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften hadronischer Wechselwirkungsmodelle.	16
2.1	Charakteristische Größen der Detektorkomponenten von KASCADE.	20
2.2	Eigenschaften der verwendeten Ionisationsflüssigkeiten.	23
4.1	Exponenten für Energieproportionalität.	50
4.2	Exponenten für die Relation $N_H \propto N_e^\alpha$	61
4.3	Exponenten für die Relation $\sum E_H \propto N_e^\alpha$	63
4.4	Exponenten α für $N_H \propto (\sum E_H)^\alpha$	65
4.5	Parameter $\lg \xi_0$ für unterschiedliche Modelle.	70
4.6	Exponenten α der Relation $N'_\mu \propto N_e^\alpha$	79
5.1	Gemessene mittlere logarithmische Masse.	98

Literaturverzeichnis

- [Ahmed 95] T. AHMED et al. (H1–Kollaboration), *Nucl. Phys. B* **439**, 471, 1995
- [Aid 95] S. AID et al. (H1–Kollaboration), *Phys. Lett. B* **354**, 494, 1995
- [Artru 74] X. ARTRU, G. MENNESSIER, *Nucl. Phys. B* **70**, 93, 1974
- [Artru 83] X. ARTRU, *Phys. Rep.* **97**, 147, 1983
- [Asakimori 93a] K. ASAKIMORI et al. (JACEE–Kollaboration), *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2**, 21, 1993
- [Asakimori 93b] K. ASAKIMORI et al. (JACEE–Kollaboration), *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2**, 25, 1993
- [Asakimori 95] K. ASAKIMORI et al. (JACEE–Kollaboration), *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2**, 707, 1993
- [Aubert 90] B. AUBERT et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **286**, 147, 1990
- [Axford 77] W.I. AXFORD et al., *Proc. of the 15th Int. Cosmic Ray Conference* **11**, 132, 1977
- [Barnett 96] R.M. BARNETT et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics, Phys. Rev D* **54**, 1, 1996
- [Battistoni 96] G. BATTISTONI, *Proceedings of the Fourth School Non–Accelerator Particle Astrophysics*, eds. E. BELLOTTI et al., World Scientific, 341, 1996
- [Bell 78] A.R. BELL, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **182**, 147, 1978
- [Bernlöhr 95] K. BERNLÖHR, *Die CRT–Projektstudie auf La Palma und ihre Ergebnisse im Hinblick auf die Zusammensetzung der ultrahochenergetischen kosmischen Teilchenstrahlung*, Habilitationsschrift, Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg, 1995
- [Bernlöhr 97] K. BERNLÖHR et al. (HEGRA–Kollaboration), *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **4**, 65, 1997
- [Biermann 94] P.L. BIERMANN, *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers*, eds. D.A. LEAHY et al., World Scientific, 45, 1994
- [Bird 93] D.J. BIRD et al. (Fly’s Eye–Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3401, 1993
- [Birks 64] J.B. BIRKS, *Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, 1964
- [Blandford 78] R.D. BLANDFORD UND J.P. OSTRIKER, *Astrophys. J.* **221**, L29, 1978
- [Boos 97] D. BOOS, J. ENGLER, J. MILKE, unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997

-
- [Boothby 97] K. BOOTHBY et al. (DICE–Kollaboration), *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **4**, 33, 1997
- [Capdevielle 92] J.N. CAPDEVIELLE et al., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*, KfK 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [Capella 81] A. CAPELLA, J. TRAN THANH VAN, *Z. Phys. C, Particles and Fields* **10**, 249, 1981
- [Chiba 92] N. CHIBA et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **311**, 338, 1992
- [Danilova 85] T.V. DANILOVA et al., *Proc. of the 19th Int. Cosmic Ray Conference, La Jolla* **7**, 40, 1985
- [Derrick 95] M. DERRIK et al. (ZEUS–Kollaboration), *Z. Phys. C* **65**, 379, 1995
- [Doll 90] P. DOLL et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*, KfK–Bericht 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990
- [Dorfan 81] J. DORFAN, *Z. Physik C, Particles and Fields* **7**, 349, 1981
- [Duhm 89] H.H. DUHM, I. FEDDER, K. SCHIFFMANN, *Nucl. Instr. and Meth. A* **277**, 565, 1989
- [Engelmann 90] J.J. ENGELMANN et al., *Astron. Astrophys.* **233**, 96, 1990
- [Engler 84] J. ENGLER et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **223**, 47, 1984
- [Engler 92] J. ENGLER et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **311**, 479, 1992
- [Engler 92a] J. ENGLER et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **320**, 460, 1992
- [Engler 93] J. ENGLER et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **327**, 128, 1993
- [Engler 96] J. ENGLER, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **22**, 1, 1996
- [Fermi 49] E. FERMI, *Phys. Rev.* **75**, 1169, 1949
- [Fesefeldt 85] H. FESEFELDT, *The Simulation of Hadronic Showers — Physics and Application*, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule, Aachen **PITHA 85/02**, 1985
- [Fletcher 94] R.S. FLETCHER et al., *Phys. Rev. D* **50**, 5710, 1994
- [Fomin 97] YU.A. FOMIN et al., *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **4**, 17, 1997
- [Fritze 69] R. FRITZE et al., *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae* **29**, Suppl. 3, 439, 1969
- [Gabriel 96] P. GABRIEL, persönliche Mitteilung
- [Gaisser 92] T.K. GAISSER, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992
- [Garcia 77] M. GARCIA–MUNOZ et al., *Astrophys. J.* **217**, 859, 1977
- [GEANT 93] CERN Application Software Group, Computing and Networks Division, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf, 1993
- [Geer 90] S. GEER, R.A. HOLROYD, F. PTOHOSMER, *Nucl. Instr. and Meth. A* **287**, 447, 1990
- [Gettert 88] M. GETTERT, *Eine Gitterionisationskammer als Monitorsystem für die Reinheit von TMS*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1988

-
- [Giller 97] M. GILLER, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **52B**, 164, 1997
- [Ginzburg 64] V.L. GINZBURG, S.I. SYROVATSKII, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, 1964
- [Glasstetter 97] R. GLASSTETTER et al. (KASCADE–Kollaboration), *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **6**, 157, 1997
- [Glauber 70] R.J. GLAUBER, G. MATTHIAE, Nucl. Phys. B **21**, 135, 1970
- [Greiner 96] M. GREINER, Z. Phys. C, *Particles and Fields* **69**, 305, 1996
- [Greisen 56] K. GREISEN, *Progress in Cosmic Ray Physics* **3**, North Holland Publ., 1956
- [Greisen 66] K. GREISEN, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748, 1966
- [Grieder 70] P.K.F. GRIEDER, *Simulation in Space and Time of the Nuclear Active and Muon Components in Extensive Air Showers for Primary Energies from 10^5 to 10^7 GeV*, Habilitationsschrift, Universität Bern, 1970
- [Gupta 89] M. GUPTA, W.R. WEBBER, *Ap. J.* **340**, 1124, 1989
- [Haungs 96] A. HAUNGS, *Teilchenverteilungen im Zentrum hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer als Informationsquelle für die Natur des primären Teilchens*, FZKA 5845, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Haungs 96a] A. HAUNGS et al. (KASCADE–Kollaboration), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **52B**, 169, 1997
- [HEPDB 94] CERN Application Software Group, Computing and Networks Division, *HEPDB Database Management Package Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup Q180, CERN, Genf, 1994
- [Hillas 82] A.M. HILLAS, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **13**, 1461, 1982
- [Hillas 84] A.M. HILLAS, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **22**, 425, 1984
- [Holst 97] T. HOLST, persönliche Mitteilung
- [Hörandel 94] J.R. HÖRANDEL, *Kalibration von TMS–Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses*, KfK–Bericht 5320, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1994
- [Hörandel 96] J.R. HÖRANDEL, unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Hörandel 97] J.R. HÖRANDEL, *Towards the Millenium in Astrophysics: Problems and Prospects*, eds. M.M. SHAPIRO, R. SILBERGERG AND J.P. WEFEL, World Scientific, 1997, im Druck
- [Hörandel 97a] J.R. HÖRANDEL et al. (KASCADE–Kollaboration), *Proc of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **6**, 93, 1997
- [Ivanenko 93] I.P. IVANENKO et al., *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2**, 17, 1993
- [Jungblut 85] H. JUNGBLUT W.F. SCHMIDT, *Nucl. Instr. and Meth. A* **241**, 616, 1985
- [Kalmykov 95] N.N. KALMYKOV et al., *Physics of Atomic Nuclei* **58**, 1728, 1995
- [Kamata 58] K. KAMATA, J. NISHIMURA, *Prog. Theoret. Phys. Suppl.* **6**, 93, 1958
- [Kameda 65] T. KAMEDA et al., *Proc. of the 9th Int. Cosmic Ray Conference, London* **2**, 681, 1965

-
- [Karle 94] A. KARLE, *Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkovdetektors und Messungen an hochenergetischer kosmischer Strahlung zwischen 15 un 1000 TeV*, Max-Planck-Institut für Physik, München *MPI-PhE/94-17*, 1994
- [Keim 97] H. KEIM, persönliche Mitteilung
- [Kempa 76] J. KEMPA, *Il Nuovo Cimento* **31** A, 568 und 581, 1976
- [Kempa 95] J. KEMPA et al., *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2**, 681, 1995
- [Klages 97] H.O. KLAGES et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **52B**, 92, 1997
- [Knapp 93] J. KNAPP, D. HECK, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual*, KfK 5196 B, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993
- [Knapp 93a] J. KNAPP, persönliche Mitteilung
- [Knapp 96] J. KNAPP, D. HECK, G. SCHATZ, *Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Air Shower Simulations and of Their Influence on Shower Development and Observables*, FZKA 5828, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Knapp 97] J. KNAPP, *Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung*, FZKA 5970, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Kornmayer 97] H. KORNMAYER et al. (HEGRA-Kollaboration), *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **4**, 69, 1997
- [Kriegleder 92] W. KRIEGLEDER, *Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt*, KfK-Bericht 5023, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [Krymsky 77] G.F. KRYMSKY, *Dok. Acad. Nauk. USSR* **234**, 1306, 1977
- [Lagage 83] P.O. LAGAGE, C.J. CESARSKY, *Astron. Astrophys.* **125**, 249, 1983
- [Lang 96] J.M. LANG, *Untersuchungen an einem Prototypdetektor zur Sprumessung kosmischer Myonen im Luftschauerexperiment KASCADE*, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1996
- [Locher 95] M. LOCHER, *Untersuchung von Hadronschauern bis 10 TeV und Messung der Inelastizität in der hadronischen Wechselwirkung*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1995
- [Longair 92] M.S. LONGAIR, *High Energy Astrophysics, Volume 1+2*, Cambridge University Press, 1992+1994
- [Matano 70] T. MATANO et al., *Acta Physica Hungaricae* **29**, Suppl. 3, 451, 1970
- [Mayer 92] H.J. MAYER, *Nucl. Instr. and Meth. A* **317**, 339, 1992
- [Mielke 94] H.H MIELKE, *Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung*, KfK 5219, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1994
- [Mielke 96] H.H MIELKE, unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Müller 91] D. MÜLLER et al., *Astrophys. J.* **374**, 356, 1991
- [Nagano 92] M. NAGANO et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18**, 423, 1992
- [Nelson 85] W.R. NELSON et al., *The EGS4 code system*, Stanford Linear Accelerator Center, SLAC 265, 1985

-
- [Palamara 95] O. PALAMARA et al. (MACRO–Kollaboration), *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2**, 689, 1995
- [Plaga 95] R. PLAGA et al. (HEGRA–Kollaboration), *Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2**, 693, 1995
- [Raidt 97] U. RAIDT, *Aufbau des Trigger– und Zeitmessungssystemes im Zentraldetektor von KASCADE und Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern*, FZKA 5917, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Ranft 83] J. RANFT, S. RITTER, *Z. Phys. C, Particles and Fields* **20**, 347, 1983
- [Ranft 95] J. RANFT, *Phys. Rev. D* **51**, 64, 1995 und *DPMJET–II Sampling of hadron–hadron, hadron–nucleus and nucleus–nucleus interactions according to the dual parton model*, CERN–Report, 1995 (unveröffentlicht)
- [Ryan 72] M.J. RYAN et al., *Phys. Rev. Lett.* **28**, 985, 1972
- [Rexin 96] T. REXIN, *Das Vorstromverhalten der TMS–Ionisationskammern und Erkennung von Myonen der kosmischen Strahlung im KASCADE Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1996
- [Ruh 96] W. RUH, *Verstärkertechnik und elektronische Kalibration des KASCADE Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1996
- [Shirasaki 97] Y. SHIRASAKI et al., *Proc. of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **4**, 53, 1997
- [Sigl 94] G. SIGL, *Astropart. Phys.* **2**, 401, 1994
- [Snyder 49] H.S. SNYDER, *Phys. Rev.* **76**, 1563, 1949
- [Swordy 94] S.P. SWORDY, *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers*, eds. D.A. LEAHY et al., World Scientific, 243, 1993
- [Swordy 95] S.P. SWORDY, *Proc. of the 24rd Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **2**, 697, 1995
- [Tanahashi 65] G. TANAHASHI, *Journ. Phys. Soc. Japan* **20**, 883, 1965
- [Ter–Ant 95] S.V. TER–ANTONIAN et al., *Proc. of the 24rd Int. Cosmic Ray Conference, Rom* **1**, 369, 1995
- [Teshima 93] M. TESHIMA, *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers*, eds. D.A. LEAHY et al., World Scientific, 257, 1993
- [Unger 97] J. UNGER, *Messung der Energie– und Lateralverteilung der Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer*, FZKA 5896, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Vatcha 73] R.H. VATCHA UND B.V. SREEKANTAN, *J. Phys. A: Math., Nucl. Gen.* **6**, 1050, 1973
- [Völker 92] G. VÖLKER, *Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ –Komponente großer Luftschauer im UHE–Bereich*, KfK 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [Weber 97] J.H. WEBER et al. (KASCADE–Kollaboration), *Proc of the 25th Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **6**, 153, 1997
- [Wefel 91] J.P. WEFEL, *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium*, eds. M.M. SHAPIRO et al., NATO ASI Series C **337**, 29, 1991
- [Werner 93] K. WERNER, *Phys. Rep.* **232**, 87, 1993
- [Wetzel 96] Y. WETZEL, *Messung und Rekonstruktion der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer*, FZKA 5721, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996

-
- [Wiebel 94] B. WIEBEL, *Chemical composition in high energy cosmic rays*, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, WUB 94–08, 1994
- [Wochele 97] J. WOCHELE, persönliche Mitteilung
- [Yoshida 95] S. YOSHIDA et al., *Astroparticle Physics* **3**, 105, 1995
- [Zahn 71] C.T. ZAHN, *IEEE Trans. Comput.* **1**, 68, 1971
- [Zatsepin 66] G.T. ZATSEPIN, V.A. KUZ'MIN, *JETP Lett.* **4**, 78, 1966
- [Zatsepin 93] V.I. ZATSEPIN et al., *Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2**, 13, 1993
- [ZEBRA 93] CERN CN, ECP and PPE Divisions, *ZEBRA*, CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101, CERN, Genf, 1993