

Bestimmung des Energiespektrums und
der chemischen Zusammensetzung
der kosmischen Strahlung
im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV
aus der Messung der elektromagnetischen
Komponente ausgedehnter Luftschauer
mit dem HEGRA-Experiment

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik der
Universität Hamburg

vorgelegt von
André Röhring
aus Münster

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Priv. Doz. Dr. R. Plaga

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Prof. Dr. R.-D. Heuer

Datum der Disputation:

23. 06. 2000

Dekan des Fachbereichs Physik

und Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büber

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Analyse zur Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen $3 \cdot 10^{14}$ eV und 10^{16} eV. Für die Analyse wurden Daten der gleichzeitig mit den Szintillationszählern und den Čerenkovlichtdetektoren (AIROBICC) des HEGRA-Experimentes gemessenen elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer verwendet. Die Messung der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte mit den AIROBICC-Detektoren ermöglicht es, die Eindringtiefe X_{\max} des Schauermaximums in der Erdatmosphäre zu rekonstruieren. Aus der Eindringtiefe X_{\max} sowie der rekonstruierten Teilchenzahl $N_{e,\max}$ im Schauermaximum und der Čerenkovlichtmenge L_{90} bei 90 m Abstand vom Schauerzentrum wird die Energie und die Masse der kosmischen Primärteilchen bestimmt. Das mit verschiedenen Methoden rekonstruierte differentielle Energiespektrum läßt sich durch zwei Potenzgesetze $E^{-\gamma_1}$ und $E^{-\gamma_2}$ mit einem gemeinsamen Übergangspunkt, dem Knie, beschreiben. Durch eine χ^2 -Anpassung wurden die spektralen Indizes $\gamma_1 = 2,718_{-0,003\text{stat}-0,17\text{syst}}^{+0,003\text{stat}+0,16\text{syst}}$ und $\gamma_2 = 3,15_{-0,30\text{stat}-0,02\text{syst}}^{+0,33\text{stat}+0,03\text{syst}}$ und eine Knieposition von $E_{\text{Knie}} = 4,4_{-1,1\text{stat}-0,6\text{syst}}^{+1,9\text{stat}+1,9\text{syst}} \cdot 10^{15}$ eV ermittelt. Durch Untersuchung der Eindringtiefenverteilungen in sechs Energieintervallen wurde der Anteil der leichten Kerne ($p+\alpha$) am Gesamtfluß bestimmt. Dabei ergab sich unter Verwendung der Vorhersagen von M^{te}Carlo-Simulationen mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJET (*corsika*) eine durch schwere Elemente dominierte chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Der Anteil leichter Kerne (20-30 %) ändert sich im betrachteten Energiebereich nicht oder nur wenig. Das durch einen Schnitt in der Eindringtiefe gewonnene Energiespektrum der leichten Elemente zeigt eine allmähliche Abnahme des Teilchenflusses im Energiebereich zwischen $2 \cdot 10^{15}$ eV und $5 \cdot 10^{15}$ eV. Die leichte Komponente ist damit zumindest mitverantwortlich für das Knie im Gesamtspektrum.

Abstract

DETERMINATION OF THE ENERGY SPECTRUM AND CHEMICAL COMPOSITION OF CHARGED COSMIC RAYS IN THE ENERGY RANGE BETWEEN $3 \cdot 10^{14}$ eV AND 10^{16} eV FROM A MEASUREMENT OF THE ELECTROMAGNETIC COMPONENT OF EXTENSIVE AIR SHOWERS WITH THE HEGRA EXPERIMENT

The topic of this thesis is the determination of the energy spectrum and the chemical composition of charged cosmic rays in the energy range between $3 \cdot 10^{14}$ eV and 10^{16} eV. The analysis was done with data from the scintillator counters and Čerenkov light detectors (AIROBICC) of the HEGRA experiment which measure the electromagnetic part of an extensive air shower. The reconstruction of the lateral distribution of the Čerenkov photon density allows to estimate the depth X_{\max} of the shower maximum. The depth X_{\max} together with the reconstructed number of shower particles $N_{e,\max}$ at shower maximum and the amount of Čerenkov light L_{90} at core distances of 90 m are used to estimate the energy and the mass of cosmic ray primary particles. The differential energy spectrum determined with different methods can be well described by two power laws $E^{-\gamma_1}$ and $E^{-\gamma_2}$ connected at the position of the so called *knee* E_{knee} . After applying a χ^2 -fit the spectral indices $\gamma_1 = 2,718^{+0,003_{\text{stat}}+0,16_{\text{syst}}}_{-0,003_{\text{stat}}-0,17_{\text{syst}}}$ and $\gamma_2 = 3,15^{+0,33_{\text{stat}}+0,03_{\text{syst}}}_{-0,30_{\text{stat}}-0,02_{\text{syst}}}$ as well as a knee position $E_{\text{Knie}} = 4,4^{+1,9_{\text{stat}}+1,9_{\text{syst}}}_{-1,1_{\text{stat}}-0,6_{\text{syst}}} \cdot 10^{15}$ eV were found. The fraction of light particles ($p+\alpha$) of the total flux was estimated in six energy intervals. Taking the M^{te}Carlo predictions for the hadronic interaction model QGSJET (*corsika*) the chemical composition was found to be dominated by heavy elements. The fraction of light particles (20-30 %) doesn't change dramatically in the considered energy range. The flux of light particles determined with a cut in the penetration depth shows a smooth transition between $2 \cdot 10^{15}$ eV and $5 \cdot 10^{15}$ eV. Therefore at least the light particles are responsible for the knee in the allparticle cosmic ray spectrum.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die kosmische Strahlung	5
1.1 Das Energiespektrum	5
1.2 Die chemische Zusammensetzung	8
1.3 Beschleunigung, Transport und Quellen	9
1.4 Weitere Beschleunigungsmodelle	16
2 Ausgedehnte Luftschaer und deren Simulation	19
2.1 Die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschaers	20
2.1.1 Die Teilchenkaskade	20
2.1.2 Das atmosphärische Čerenkovlicht	23
2.2 Die Simulation ausgedehnter Luftschaer	27
2.2.1 Das Programmpaket <i>corsika</i>	27
2.2.2 Elektromagnetische Wechselwirkungsmodelle	28
2.2.3 Hadronische Wechselwirkungsmodelle	29
2.3 Luftschaerexperimente	36
3 Das HEGRA-Experiment	39
3.1 Das Feld der Szintillationszähler	39
3.2 Das Feld der AIROBICC-Detektoren	42
3.3 Weitere Detektoren des HEGRA-Experimentes	43
3.3.1 Das Feld der Geiger-Türme	43
3.3.2 Die Čerenkov-Teleskope	44
3.3.3 Die CRT-Detektoren	45
3.4 Die Datennahme der Feld-Detektoren	45
4 Rekonstruktion von Schauerparametern mit den AIROBICC- und den Szintillationsdetektoren	47

4.1	Auswertung der Meßdaten der Szintillationszähler	48
4.1.1	Die Zeitkalibration	48
4.1.2	Die Amplitudenkalibration	48
4.1.3	Rekonstruktion von Schauerparametern aus der Teil- chenfront	49
4.2	Auswertung der Meßdaten der AIROBICC-Detektoren	52
4.2.1	Die Zeitkalibration	52
4.2.2	Die Amplitudenkalibration	52
4.2.3	Rekonstruktion von Schauerparametern aus der Čeren- kovlichtfront	58
4.3	Zusammenfassung	61
5	Der Datensatz	63
5.1	Datenselektion	63
5.2	Ereignisselektion	65
6	Detektorsimulation und Abgleich von Daten- und M^{te}- Carlo-Ereignissen	69
6.1	Die Simulation der Szintillationszähler	70
6.2	Die Simulation der AIROBICC-Detektoren	71
6.3	Anpassung und Vergleich von Daten- und M ^{te} Carlo-Ver- teilungen	73
7	Methoden zur Energie- und Massenbestimmung	79
7.1	Grundlagen	82
7.1.1	Bestimmung der Eindringtiefe bis zum Schauermax- imum	84
7.1.2	Rekonstruktion der Teilchenzahl im Schauermaximum	86
7.1.3	Abschätzung der Energie pro Nukleon	87
7.2	Rekonstruktion der Primärenergie	88
7.2.1	Massenabhängige Energierekonstruktion	88
7.2.2	Massenunabhängige Energierekonstruktion	92
7.2.3	Die Entfaltungsmethode	94
7.2.4	Vergleich der sechs Energierekonstruktionsmethoden	97
7.3	Bestimmung der chemischen Zusammensetzung	100
7.3.1	Die Eindringtiefe des Schauermaximums als massen- sensitive Observable	100
7.3.2	Die Methode zur Massenbestimmung	102
8	Ergebnisse	107
8.1	Das Teilchenzahl- und Lichtmengenspektrum	107

8.2	Das Energiespektrum	111
8.2.1	Vergleich der Methoden und systematische Unsicherheiten	113
8.2.2	Diskussion der Ergebnissen und Vergleich mit anderen Experimenten	117
8.3	Die chemische Zusammensetzung	119
8.3.1	Systematische Unsicherheiten	124
8.3.2	Diskussion und Vergleich der Ergebnisse mit weiteren Experimenten	126
8.4	Das Energiespektrum der leichten Elemente	134
A	Korrektur der Sättigungseffekte in den Szintillationszählern	143
B	Eindringtiefenverteilungen	147
C	Tabellarische Darstellung der Ergebnisse	151

Einleitung

Mit der Entdeckung der kosmischen Strahlung im Jahre 1912 durch V. Hess [HESS 12] wurde der Grundstein eines neuen Forschungsfeldes gelegt, das die Teilgebiete der Astro- und der Teilchenphysik miteinander verknüpft: die sogenannte *Astroteilchenphysik*. Im Verlaufe der historischen Entwicklung ergaben sich unterschiedliche Forschungsschwerpunkte. In den ersten Jahrzehnten nach Entdeckung der kosmischen Strahlung stand der teilchenphysikalische Aspekt im Vordergrund. Durch den Nachweis des Positrons (1932), des Myons (1937) und der Pionen, Kaonen und Hyperonen (1947-1951) als Sekundärprodukte der kosmischen Strahlung in Kernemulsions- und Nebelkammerexperimenten wurden entscheidende Impulse für die Entwicklung der Elementarteilchenphysik gegeben. Das Interesse an der kosmischen Strahlung schwand jedoch im Zuge der rasanten Entwicklung von Teilchenbeschleunigern und den damit verbundenen Erfolgen der Elementarteilchenphysik. Bei heutigen Experimenten, die die kosmische Strahlung vermessen, steht der astrophysikalische Aspekt im Vordergrund. Es werden jedoch auch wichtige teilchenphysikalische Erkenntnisse aus Bereichen gewonnen, die mit irdischen Teilchenbeschleunigern nicht oder nur unzureichend untersucht werden können.

Die geladene kosmische Strahlung besteht hauptsächlich aus Protonen, α -Teilchen und schweren Kernen. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung ist über etwa 12 Energiedekaden von 10^9 eV bis 10^{21} eV vermessen worden (vergleiche auch Abbildung 1.1). Der Teilchenfluß sinkt in diesem Bereich mit zunehmender Energie um fast 30 (!) Dekaden. Der außerordentlich stark abnehmende Teilchenfluß führt dazu, daß je nach Energiebereich unterschiedliche Meßtechniken angewendet werden müssen. Bis zu Energien von maximal 10^{15} eV wird die kosmische Strahlung direkt durch Satelliten- oder Ballonexperimente vermessen. Zu größeren Energien reichen die Nachweisflächen solcher Experimente nicht aus bzw. sind technisch und finanziell nicht realisierbar. Oberhalb einiger 10^{14} eV

werden daher erdgebundene Experimente mit großen Nachweisflächen eingesetzt. Die Meßtechnik erdgebundener Experimente unterscheidet sich deutlich von den Techniken der Satelliten- und Ballonexperimente, weil hier die kosmische Strahlung nur indirekt über den sogenannten *ausgedehnten Luftschauber* eines kosmischen Teilchens nachgewiesen wird.

Die Erdatmosphäre stellt für die primäre kosmische Strahlung ein nahezu undurchdringliches Medium dar. Durch Stöße zwischen den Primärteilchen und den Stickstoff- und Sauerstoffmolekülen der Atmosphäre werden Sekundärteilchen erzeugt, die durch weitere Wechselwirkungsprozesse eine Teilchenkaskade initiieren. Auf Meeresniveau ergeben sich für einen hadronischen Luftschauber mit 10^{15} eV Primärenergie typischerweise 10^5 bis 10^6 Sekundärteilchen. Beim Durchqueren der Erdatmosphäre emittieren diese Sekundärteilchen Čerenkovlicht, das in klaren mondlosen Nächten vermessen werden kann. Durch die große Anzahl der Schauerpartikel bzw. Čerenkovphotonen und deren radiale Verteilung¹ reicht es aus, Luftschauber stichprobenartig durch einige auf einer großen Fläche installierte Detektoren nachzuweisen (*Luftschauber-Sampling*). Aus den gemessenen Schauerparametern werden dann der Schauerkernort, die Einfallrichtung sowie gegebenenfalls die Masse und die Energie der Primärteilchen bestimmt.

Trotz mittlerweile fast 90-jähriger Kenntnis der kosmischen Strahlung konnten deren Quellen bislang nicht nachgewiesen werden. Aufschluß über die Herkunft erhofft man sich aus der gleichzeitigen Messung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Besonders interessant ist der durch Luftschauberexperimente abgedeckte Energiebereich bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV. In diesem Bereich, der auch als *Knie* der kosmischen Strahlung bezeichnet wird, ändert sich der spektrale Index γ des Potenzgesetzes $E^{-\gamma}$, durch das der Verlauf des Energiespektrum über viele Dekaden beschrieben werden kann. Das Abknicken des Teilchenflusses in der Kniregion ist möglicherweise mit dem Beschleunigungsmechanismus verknüpft. Beispielsweise ergibt sich für theoretische Modelle, in denen geladene Teilchen durch Schockfrontsysteme von Supernova-Überresten beschleunigt werden, eine vom Teilchentyp abhängige Maximalenergie. Den Modellen zufolge entsteht das Knie durch eine Änderung der Beiträge der einzelnen Elemente. Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung wird dabei mit zunehmender Energie durch schwere Elemente angereichert. Eine präzise Messung der Massen-

¹Bei den höchsten gemessenen Energien betragen die radialen Abstände vom Schauerzentrum mehrere km.

zusammensetzung und des Energiespektrums im Bereich des Knies könnte einen wesentlichen Beitrag zur Klärung der Frage nach den Quellen und Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung geben.

Mit den Szintillations- und Čerenkovlicht-Detektoren (AIROBICC) des HEGRA-Experimentes auf der kanarischen Insel La Palma werden ausge dehnte Luftschauer im Energiebereich zwischen $2 \cdot 10^{13}$ eV und 10^{16} eV nachgewiesen. Für das HEGRA-Experiment wurden speziell Methoden entwickelt, mit denen aus den ermittelten Lateralverteilungen der Teilchen- und Čerenkovphotonendichte die Energie und die Masse des initiierenden Primärteilchens bestimmt werden können. Von fundamentaler Bedeutung für die Methoden ist die Eindringtiefe des Schauermaximums² in der Erdatmosphäre, die aus der lateralen Dichteverteilung der Čerenkovphotonen bestimmt wird. Die Messung der Eindringtiefe ermöglicht es, die Primärenergie unabhängig vom Teilchentyp zu rekonstruieren und die Masse der kosmischen Teilchen abzuschätzen. Da die longitudinale Schauerentwicklung großen Schwankungen unterliegt, kann mit Luftschauerexperimenten die Massenzusammensetzung jedoch nur im Mittel bestimmt werden. Erschwerend wirkt sich auf die Analyse aus, daß die Luftschauerdaten nur mit Hilfe von umfangreichen Simulationsrechnungen (sogenannte *M^{te} Carlo-Rechnungen*) interpretiert werden können. Die den Simulationen zugrundeliegenden hadronischen Wechselwirkungsmodelle sind Quellen zusätzlicher systematischer Unsicherheiten, weil die für die Entwicklung von Luftschauern wichtigen kinematischen Bereiche durch Ergebnisse von Beschleunigerexperimenten nicht oder nur unzureichend gestützt werden. Umgekehrt ergibt sich aus der Forderung, daß die Simulationsrechnungen die gemessenen Daten konsistent beschreiben müssen, zumindest begrenzt die Möglichkeit, die implementierten Modelle zu überprüfen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Primärstrahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV unter Verwendung der gleichzeitig mit den Szintillationszählern und den AIROBICC-Detektoren des HEGRA-Experimentes gemessenen Daten. Für die Interpretation der Daten soll dazu speziell eine *M^{te} Carlo*-Bibliothek von Luftschauern für ein zuvor ausgewähltes hadronisches Wechselwirkungsmodell angelegt werden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

²Das Schauermaximum ist der Ort der Longitudinalentwicklung mit der maximalen Teilchenzahl.

In Kapitel 1 werden zunächst wesentliche Eigenschaften der kosmischen Primärstrahlung beschrieben und dann mögliche Quellen der Strahlung und Erklärungsansätze für deren Beschleunigung und Transport vorgestellt. Kapitel 2 befaßt sich mit ausgedehnten Luftschauern, insbesondere mit der Entwicklung der Teilchenkaskade und der Entstehung von Čerenkovlicht in der Erdatmosphäre. Die Simulation von Luftschauern mit dem *corsika*-Programm, die zur Verfügung stehenden hadronischen Wechselwirkungsmodelle und die speziell für diese Arbeit generierte M^{te}Carlo-Bibliothek werden beschrieben. Kapitel 3 gibt einen Überblick über das HEGRA-Experiment. Die Verfahrensschritte, mit denen aus den gemessenen Rohdaten die Schauerparameter gewonnen werden, und der der Analyse zugrundeliegende Datensatz werden in Kapitel 4 und 5 vorgestellt. Kapitel 6 beschreibt die Simulation der Szintillationszähler und der AIROBICC-Detektoren und schließt mit einem Vergleich von Daten- und M^{te}Carlo-Verteilungen wichtiger rekonstruierter Schauerparameter. Kapitel 7 befaßt sich mit den Grundlagen und Methoden zur Bestimmung der Energie und der Masse kosmischer Primärteilchen. Im anschließenden Kapitel werden das mit den verschiedenen Methoden rekonstruierte Energiespektrum und die ermittelte chemische Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung sowie das Energiespektrum der leichten Elemente vorgestellt. Die vorliegende Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

Kapitel 1

Die kosmische Strahlung

Die Erde ist einer beständigen hochenergetischen Strahlung aus dem Weltall ausgesetzt. Unter dem Begriff *kosmische Strahlung* werden im Weiteren die geladenen Hadronen (Protonen, α -Teilchen und schwere Kerne) zusammengefaßt, die die Erde von außerhalb des Sonnensystems erreichen. Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit den Eigenschaften der kosmischen Strahlung, deren Quellen sowie Erklärungsansätzen für die Beschleunigungs- und Transportmechanismen.

1.1 Das Energiespektrum

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung wurde über viele Energie-dekaden gemessen. Eine Zusammenfassung über die Ergebnisse zahlreicher Experimente ist in [WIEBEL-SOOTH & BIERMANN 98] zu finden. Bis zu Energien¹ von etwa 10^5 GeV kann die kosmische Strahlung über Satelliten direkt vermessen werden. Spektrum und Zusammensetzung sind in diesem Energiebereich vergleichsweise gut bekannt. Auf Grund der niedrigen Teilchenflüsse müssen bei höheren Energien erdgebundene Experimente mit großen Nachweisflächen eingesetzt werden. Die Ergebnisse von Luftschauerexperimenten unterliegen jedoch großen systematischen Fehlern, weil die Energie und die Masse der Primärteilchen nur indirekt über die Sekundärteilchen eines ausgedehnten Luftschauers bestimmt werden können. Abbildung 1.1 zeigt das Energiespektrum der kosmischen Strahlung aus [WIEBEL-SOOTH & BIERMANN 98]. Von 10^2 bis 10^6 GeV und von 10^7

¹Im Folgenden wird als Energieeinheit $\text{G(iga)eV} = 10^9 \text{ eV}$ verwendet, später auch $\text{T(era)eV} = 10^{12} \text{ eV}$ und $\text{P(eta)eV} = 10^{15} \text{ eV}$.

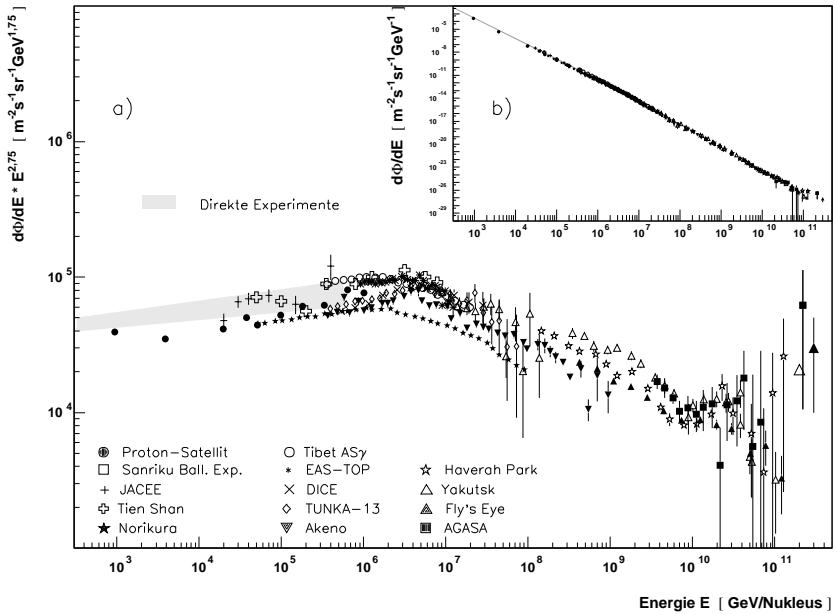


Abbildung 1.1: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung aus [WIEBEL-SOOTH & BIERMANN 98] (ohne HEGRA-Ergebnisse). Üblicherweise wird – wie in a) – eine Darstellung gewählt, in der der differentielle Energiefluß $d\Phi/dE$ mit einem Faktor E^α (hier $\alpha = 2,75$) multipliziert ist, um den steilen Abfall des Spektrums zu großen Energien zu kompensieren. Strukturen, die in der Abbildung b) nur schwer zu erkennen sind, können somit sichtbar gemacht werden.

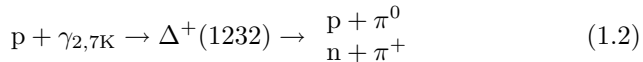
bis 10^{10} GeV läßt sich das differentielle Energiespektrum gut durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 \cdot E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

beschreiben. In den Bereichen bei $\approx 3 \cdot 10^6$ GeV und bei etwa 10^{10} GeV ändert sich der spektrale Index von $\gamma \approx 2,7$ auf $\gamma \approx 3,1$ bzw. von $\gamma \approx 3,1$ auf $\gamma \approx 2,6$. Die Übergangsbereiche, die als Knie (engl. *knee*) und als Knöchel (engl. *ankle*) bezeichnet werden, sind für die Erforschung der kosmischen Strahlung besonders interessant, da sie Hinweise auf die Quellen und Transportmechanismen geben können. Nach wie vor sind die Ursachen, die zur Entstehung des Knies bzw. des Knöchels führen, noch

nicht verstanden. In den meisten theoretischen Modellen werden für beide Phänomene unterschiedliche Ansätze vorgeschlagen (Ausnahmen: siehe z. B. Abschnitt 1.4). In der vorliegenden Arbeit soll der Energiebereich des Knies von $3 \cdot 10^5$ GeV bis 10^7 GeV untersucht werden. Mögliche Erklärungsansätze für die Entstehung des Knies werden daher ausführlich in Abschnitt 1.3 dargestellt. Im Folgenden wird der Energiebereich des Knöchels beschrieben.

Die Existenz von kosmischen Teilchen mit Energien oberhalb des Knöchels ist unerwartet. Ab Energien von $5 \cdot 10^{10}$ GeV können hadronische Teilchen mit den Photonen der 2,7-K-Hintergrundstrahlung wechselwirken:



Mit zunehmender Distanz zwischen der Quelle und dem Beobachter steigt die Wahrscheinlichkeit, daß ein extrem hochenergetisches (*EHE*²) kosmisches Teilchen einen Teil seiner Energie verliert. Aus den Zerfallsprodukten nach Gleichung 1.2 entwickelt sich eine intergalaktische, elektromagnetische Kaskade. Die erzeugten Pionen zerfallen in zwei γ -Quanten bzw. Myonen, Elektronen, Positronen und Neutrinos. Die hochenergetischen γ -Quanten und Elektronen/Positronen wechselwirken wiederum mit der 2,7-K-Hintergrundstrahlung und speisen die elektromagnetische Kaskade. Da EHE-Teilchen bereits nach – kosmologisch – geringen Distanzen mit der Hintergrundstrahlung wechselwirken, sollte Greisen, Zatsepin und Kuz'min zufolge der auf der Erde meßbare Teilchenfluß oberhalb von $5 \cdot 10^{10}$ GeV stark abbrechen [ZATSEPIN ET AL 66]. Aus der Nicht-Beobachtung dieses sogenannten **Greisen-Zatsepin-Kuz'min-Cutoffs (GZK-Cutoff)** kann gefolgert werden, daß sich die Quellen extrem hochenergetischer Hadronenstrahlung in der näheren Umgebung unserer Galaxis mit Abständen von weniger als 50 Mpc befinden müssen [SCHMELE 98, HORNS & SCHMELE 99]. Alternative kann die kosmische Strahlung jenseits des GZK-Cutoffs auch durch sogenannte *Top-Down-Modelle* durch Zerfall schwerer exotischer Teilchen in EHE-Teilchen erklärt werden [BHATTACHARJEE & SIGL 00].

Bislang gibt es nur wenige Indizien für Quellen, die mit der Ankunftsrichtung eines EHE-Teilchens kompatibel³ und in der Lage wären, die nöti-

²engl. **EHE** = **Extrem High Energy**; Teilchen mit Energien $\gtrsim 10^9$ GeV

³Bei diesen Energien kann auch mit geladenen Teilchen Astronomie betrieben werden, da die galaktischen und extragalaktischen Magnetfelder nicht mehr stark genug sind, die Bewegungsrichtung des Teilchens wesentlich zu beeinflussen.

ge Energie zur Verfügung zu stellen (siehe z. B. [HAYASHIDA ET AL 99]). In den kommenden Jahren soll die Statistik der jenseits des GZK-Cutoffs gemessenen Teilchen durch neue Experimente mit riesigen effektiven Nachweisflächen stark vergrößert werden. Das Auger-Experiment beispielsweise wird aus zwei jeweils 3000 km² großen Flächendetektoren bestehen, die derzeit in Argentinien und später in den USA aufgebaut werden [CRONIN ET AL 95]. Mit der Airwatch-Satelliten-Mission soll das von ausgedehnten Luftschauern in der Erdatmosphäre erzeugte Čerenkov- und Fluoreszenzlicht aus dem Weltall vermessen werden [AIR 98].

1.2 Die chemische Zusammensetzung

Der detaillierte Verlauf des gesamten Energiespektrums ergibt sich möglicherweise durch eine Änderung der chemischen Zusammensetzung mit zunehmender Energie, die durch massenabhängige Beschleunigungs- oder Transportprozesse bewirkt werden könnte. Aus Satellitenexperimenten ist bekannt, daß die chemische Zusammensetzung bis zu Energien von $\approx 10^5$ GeV bis auf einige Ausnahmen der Elementzusammensetzung des Sonnensystems entspricht [WEFEL 91]. Die kosmische Strahlung ist folglich aus Sternmaterie aufgebaut. Protonen und Heliumkerne sind in der kosmischen Strahlung mit einem deutlich geringeren Anteil vertreten als im Sonnensystem, da sie sich auf Grund ihrer hohen Ionisierungsenergien häufig den Beschleunigungsprozessen geladener Teilchen entziehen können. Die leichten Elemente Li, Be und B, sowie die schwereren Elemente Sc, Ti, V, Cr und Mn treten dagegen mit größeren Anteilen in der kosmischen Strahlung auf als durch die Endprodukte stellarer Evolutionsprozesse zu erwarten wäre. Sie werden in Wechselwirkungsprozessen mit der interstellaren Materie durch Fragmentation schwererer Kerne (CNO-Gruppe bzw. Fe) gebildet. Da die mittlere Dichte der interstellaren Materie (etwa 1 Wasserstoffatom pro cm³ [GORDON ET AL 76]) sowie die Wirkungsquerschnitte für die Fragmentationsprozesse bekannt sind, kann aus dem Verhältnis der Fragmente und deren Mutterkerne auf eine mittlere Verweildauer der kosmischen Teilchen in der Galaxis von etwa 10⁶ Jahren geschlossen werden [GAISSER 90].

Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung oberhalb von einigen 10⁵ GeV ist weitaus weniger bekannt. Aus den Verteilungen der Sekundärteilchen eines ausgedehnten Luftschauers kann die Masse der Primärteilchen nur im statistischen Mittel bestimmt werden, da die Entwicklung

von Luftschauern in der Erdatmosphäre großen Fluktuationen unterliegt. Die zusätzlichen systematischen Unsicherheiten durch die Modellierung der hadronischen Wechselwirkungsmodelle sowie das Fehlen einer Eichquelle für die geladene kosmische Strahlung führen dazu, daß mittlerweile fast alle denkbaren Zusammensetzungen der kosmischen Strahlung im Bereich des Knies gemessen wurden [WATSON 97]. Resultate aus der jüngeren Vergangenheit legen jedoch nahe, daß zumindest Zusammensetzungen aus 100 % Protonen oder 100 % Eisenkernen ausgeschlossen werden können und daß das Knie nicht durch eine drastische Änderung der Zusammensetzung hervorgerufen wird.

1.3 Beschleunigung, Transport und Quellen

Ein grundlegender Prozeß, der geladene Teilchen effektiv beschleunigen kann und in natürlicher Weise zu einem Energiespektrum führt, das einem Potenzgesetz folgt, ist der sogenannte *Fermi-Mechanismus*. Dabei werden geladene Teilchen stochastisch durch Streuprozesse an Magnetfeldirregularitäten beschleunigt, die sich mit einem Plasma bzw. einer Wolke mit Geschwindigkeit v/c bewegen. Der ursprüngliche von Fermi vorgeschlagene Mechanismus [FERMI 49] wird als *Fermi-2-Beschleunigung* bezeichnet, weil der Energiegewinn des Teilchens nur in zweiter Ordnung mit v/c erfolgt. Größere Energien (Energiegewinn in erster Ordnung von v/c) können über den *Fermi-1-Mechanismus* durch diffusive Beschleunigung an Schockfronten erzielt werden [DRURY 83, VÖLK 84, BEREZHKO ET AL 96]. Zur Illustration des Beschleunigungsprozesses betrachte man ein Teilchen, das sukzessive in mehreren Streuvorgängen einen Bruchteil δ seiner Anfangsenergie E_0 hinzugewinnt. Nach n Streuprozessen ist die Energie des Teilchens auf $E_n = E_0 \cdot (1 + \delta)^n$ angewachsen. Die Anzahl n der Streuprozesse, die nötig sind, um ein Teilchen auf die Energie E_n zu beschleunigen, ergibt sich aus

$$n = \ln \left(\frac{E_n}{E_0} \right) / \ln(1 + \delta). \quad (1.3)$$

Der Anteil der Teilchen N , der zu Energien $E \geq E_n$ beschleunigt wird, hängt nur von der Wahrscheinlichkeit P_{esc} ab, daß ein Teilchen nach einem Streuvorgang die Beschleunigungsregion verläßt⁴

⁴ P_{esc} sei unabhängig von der Energie!

$$N(E \geq E_n) \approx \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.4)$$

Substitution von (1.3) in (1.4) ergibt

$$N(E \geq E_n) \approx \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{\ln((1 - P_{\text{esc}})^{-1})}{\ln(1 + \delta)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\delta} \quad (1.5)$$

und damit ein Energiespektrum, das durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann.

In dem Modell von [DRURY 83, VÖLK 84, BEREZHKO ET AL 96] erfolgt die Beschleunigung der geladenen Teilchen durch kollisionsfreie Streuung an teilweise ionisierten Wolken interstellarer Materie bzw. durch diffusive Beschleunigung an Schockfronten. Anschaulich wirken die ionisierten Wolken wie Spiegel, die sich im Ruhesystem der Schockfront aufeinander zu bewegen. Geladenen Teilchen werden an diesen Spiegeln mehrfach reflektiert und beschleunigt (siehe Abbildung 1.2).

Schockfronten entstehen beispielsweise, wenn bei einer Supernovaexplosion die aus ionisiertem Gas bestehende äußere Hülle eines Sternes mit überschallschnellen Geschwindigkeiten (6000 bis 10000 km/s) abgesprengt wird und bei der Ausbreitung auf interstellare Materie trifft. Die Beschleunigung der geladenen kosmischen Strahlung an Schockfronten solcher Supernova-Überreste ist nicht der einzige, aber zumindest bis zu Energien von etwa 10^6 GeV der plausibelste Erklärungsansatz:

- Bei einer Rate von einer Supernova in unserer Galaxis in 50 Jahren reichen etwa 10% der freiwerdenden Energie, um den Fluß der kosmischen Strahlung aufrecht zu erhalten [DRURY ET AL 89].
- Der theoretische Spektralindex des Quellspektrums, der sich in einem solchen Szenario ergibt, liegt zwischen $\gamma = 2$ [BELL 78] und $\gamma = 7/3$ [BIERMANN 93A]. Weitere, diffusionsabhängige Effekte können dann den beobachteten Index erklären.
- Aus den in verschiedenen Wellenlängenbereichen gemessenen Spektren der nicht-thermischen Strahlung von Supernova-Überresten kann geschlossen werden, daß Schockfrontsysteme Elektronen auf Energien von 10 bis 100 TeV beschleunigen können [ALLEN ET AL 99]. Die

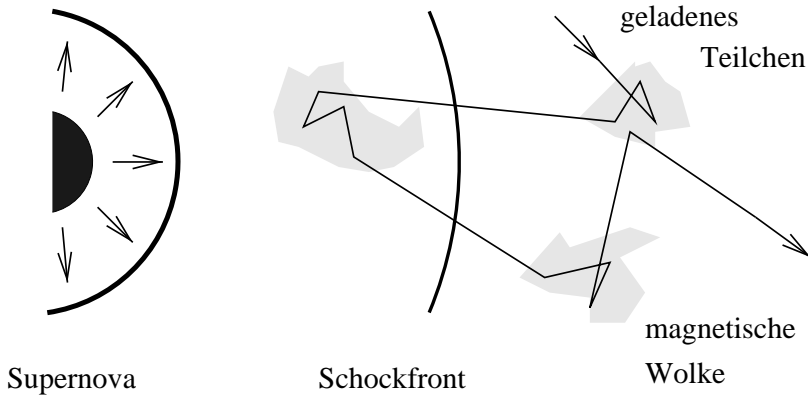


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der diffusiven Beschleunigung geladener Teilchen an Schockfrontsystemen von Supernova-Überresten. Im Ruhesystem des Schocks bewegen sich die magnetischen Wolken flußauf- und flußabwärts der Schockfront aufeinander zu. Geladene Teilchen können durch Streuung an diesen Wolken die Schockfront mehrfach kreuzen und dabei Energie gewinnen. Bei entsprechend langer Verweildauer werden Teilchen bis in den PeV-Bereich beschleunigt.

von Supernova 1006 (SN1006) nachgewiesene Röntgenstrahlung im Bereich einiger 10 keV wird auf Synchrotron-Strahlung von *VHE*-Elektronen⁵ zurückgeführt [ALLEN ET AL 97, KOYAMA ET AL 95]. Dagegen kann die von SN1006 gemessene TeV-Strahlung durch inverse Compton-Streuung⁶ der Elektronen an Photonen der 2,7-K-Hintergrundstrahlung erklärt werden [TANIMORI ET AL 98].

Da Schockfrontsysteme von Supernova-Überresten in der Lage sind, Elektronen bis in den Bereich von 100 TeV zu beschleunigen, sollte dies prinzipiell auch für Protonen und geladene schwerere Kerne möglich sein. Die Ablenkung durch galaktische Magnetfelder verhindert jedoch, daß aus der Richtungsinformation der kosmischen Strahlung deren Quellen direkt identifiziert werden können. Da bei Wechselwirkungsprozessen der beschleunigten Hadronen mit der interstellaren Materie unweigerlich neutrale Pionen erzeugt werden, die fast ausschließlich in zwei γ -Quanten zerfallen, sollten die Quellen der kosmischen Strahlung auch hochenerge-

⁵engl. **VHE**: **V**ery **H**igh **E**nergy; TeV-Energiebereich

⁶Die inverse Compton-Streuung (IC) beschreibt die elastische Streuung eines Elektron-Photon-Paares, bei der das Photon Energie gewinnt.

tische γ -Strahlung emittieren. Im Gegensatz zu den geladenen Teilchen werden Photonen durch Magnetfelder nicht abgelenkt und behalten ihre ursprüngliche Richtungsinformation bei. Bislang konnte jedoch selbst bei aussichtsreichen Supernova-Überresten, bei denen die Schockfront auf eine ausgedehnte Molekülwolke trifft und somit eine besonders große Rate neutraler Pionen zu erwarten ist, kein eindeutig positives Signal für die Emission von TeV-Photonen hadronischen Ursprungs nachgewiesen werden [PROSCH 97, HESS 98]. Durch die Messung eines möglichen⁷ TeV-Signals aus der Quellregion des Supernova-Überrestes Cassiopeia A mit dem HEGRA Čerenkovteleskopsystem (Abschnitt 3.3.2) kann in naher Zukunft unter Umständen erstmals eine Quelle der hadronischen kosmischen Strahlung direkt nachgewiesen werden [ATOYAN ET AL 99].

Neben dem direkten Nachweis der Quellen der kosmischen Strahlung durch TeV- γ -Strahlung ist es besonders interessant, das Energiespektrum und die chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung zu messen, um daraus die Beschleunigungsmechanismen abzuleiten. Wie bereits erwähnt, sind die Energiebereiche des Knies und des Knöchels die Schlüssel zum Verständnis der kosmischen Strahlung. Dem theoretischen Modell von Biermann folgend kann das gesamte Spektrum der kosmischen Strahlung durch drei Quellen beschrieben werden (siehe z. B. [BIERMANN 93A, BIERMANN 93B, STANEV ET AL 93]):

1. Supernova-Explosion in das interstellare Medium
2. Supernova-Explosion in den stellaren Wind des Vorgängersternes
3. *Hot Spots* von starken Radiogalaxien

Der Ursprung der kosmischen Strahlung bis zu Energien von 10^5 GeV läßt sich demnach durch Beschleunigung an Schockfronten von Supernova-Überresten erklären, die sich adiabatisch in das interstellare Medium ausbreiten (*Sedov-Phase*). Die maximal erreichbare Energie hängt über $Z \cdot 10^5$ GeV von der Ladungszahl Z des Teilchens ab. Zur Erzeugung größerer Energien reichen die in der Sedov-Phase vorhandenen Magnetfelder und Geschwindigkeiten der Schockfront nicht aus. Schwere Sterne über 15 Sonnenmassen besitzen einen starken stellaren Wind, in den sich die äußere Hülle bei einer Supernova-Explosion ausbreitet. Das starke Magnetfeld sowie die mit größerer Entfernung vom Stern abnehmende Dichte

⁷Die statistischen Signifikanz des Ereignisüberschusses im Quellbin beträgt nach 128 Stunden Meßzeit 4,5 Standardabweichungen der Untergrunderwartung [PÜHLHOFER ET AL 99].

des stellaren Windes führen dazu, daß sich ein starker Schock entwickelt, der sich über weite Strecken mit unverminderter Geschwindigkeit ausbreitet. Typische Kandidaten solcher Supernova-Explosionen, deren Anteil etwa $1/3$ aller Supernovae beträgt, sind Wolf-Rayet-Sterne. Die nach diesem Modell vorhergesagte Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung sollte mit zunehmender Energie durch schwere Elemente angereichert werden. Diese Folgerung ergibt sich zum einen aus dem großen Anteil schwerer Kerne im stellaren Wind von Wolf-Rayet Sternen und zum anderen aus der Ladungsabhängigkeit der maximal erreichbaren Teilchenenergien. Der Beschleunigungsmechanismus bricht zunächst für die leichten Elemente ab. Schwere Kerne können bis zu Energien von maximal $\approx Z \cdot 10^8$ GeV beschleunigt werden.

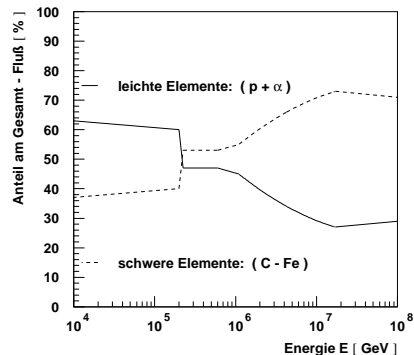


Abbildung 1.3: Der Verlauf der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung nach dem Modell von [BIERMANN 93A].

Zur Erklärung der Beschleunigung von Teilchen auf Energien oberhalb des GZK-Cutoffs werden *Hot Spots* starker Radiogalaxien herangezogen. Diese entstehen, wenn Galaxien mit supermassiven schwarzen Löchern im Zentrum bei der Akkretion von Materie aus dem Staubtorus Plasmajets ausbilden. Dabei wird Materie kollimiert und mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten aus der Zentralregion herausgeschossen. Die Jets solcher Galaxien mit aktivem Kern – sogenannte **AGNs: Active Galactic Nuclei** – wechselwirken in einiger Entfernung mit der intergalaktischen Materie und bilden dann die *Hot Spots*. Durch Beschleunigung an Schockfrontsystemen solcher *Hot Spots* können Teilchenenergien jenseits des GZK-Cutoffs erzielt werden. Abbildung 1.3 zeigt die Vorhersagen für die chemische Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung, die sich aus diesem Modell im Energiebereich zwischen 10^4 und 10^8 GeV ergeben.

Das sogenannte Single-Source-Modell [ERLYKIN & WOLFENDALE 99] beruht ebenfalls auf der Beschleunigung der geladenen Teilchen an Schock-

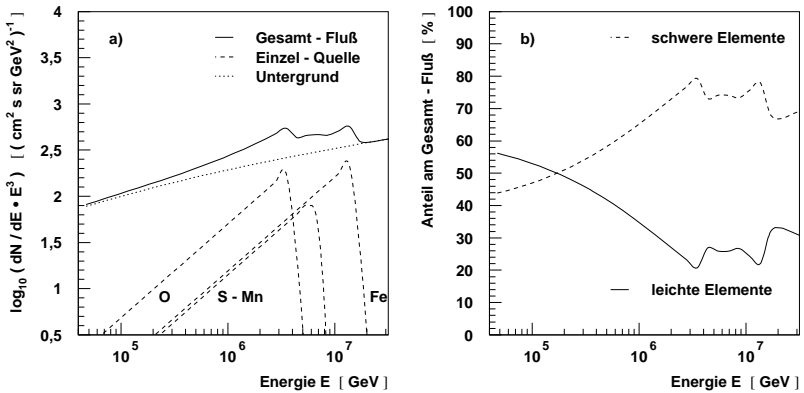


Abbildung 1.4: Das Energiespektrum (a) und die Zusammensetzung (b) der kosmischen Strahlung nach dem Modell von [ERLYKIN & WOLFENDALE 99]. Die Feinstruktur des Energiespektrums wird durch eine lokale Supernova bestimmt. Die einzelnen Peaks entsprechen der Maximalenergie, bis zu der die verschiedenen Elemente beschleunigt werden. Teilabbildung b) zeigt die chemische Zusammensetzung als Funktion der Primärenergie. Der Anteil der leichten Elemente am Gesamtfluß setzt sich aus Protonen und Heliumkernen zusammen.

fronten von Supernova-Überresten. Der detaillierte Verlauf des Energiespektrums ergibt sich hierbei aus dem Beitrag eines einzigen, lokalen Supernova-Überrestes, der sich gegen den Untergrund vieler Quellen abhebt. Die Autoren begründen ihr Modell mit auffälligen Strukturen, die in den Elektron- und Myonzahlspektren vieler Experimente sichtbar werden. Das Energiespektrum dieses lokalen Supernova-Überrestes folgt einem Potenzgesetz mit Spektralindex $\gamma = 2$, bis es bei Erreichen der Maximalenergie abbricht. Das Knie entsteht durch Sauerstoffkerne, die bis zu einer Maximalenergie von etwa $3 \cdot 10^6$ GeV beschleunigt werden. Weitere Feinstrukturen ergeben sich durch die Beiträge von Wasserstoff- und Eisenkernen. Der detaillierte Verlauf des resultierenden Energiespektrums sowie Vorhersagen zur chemischen Zusammensetzung sind in Abbildung 1.4 skizziert.

Die Form des Energiespektrums und die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, die sich einem Beobachter auf der Erde darstellt, ist nicht nur durch den Beschleunigungsmechanismus der Quelle allein bestimmt. Die Teilchen werden auf dem Weg zwischen der Quelle und dem Beobachter in Magnetfeldern abgelenkt, wechselwirken mit interstellarer Materie oder

verlassen bei genügend hoher Energie die Galaxis. Prinzipiell läßt sich der Transport der Teilchen durch eine Diffusionsgleichung beschreiben.

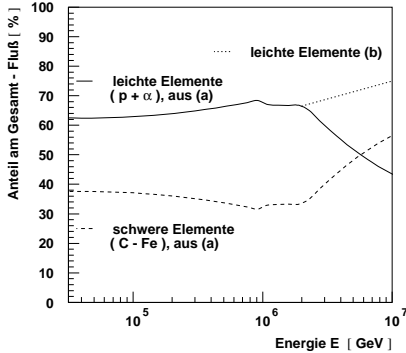


Abbildung 1.5: Die chemische Zusammensetzung nach dem Leaky-Box-Modell aus [SWORDY 95] (a) bzw. aus [SWORDY & KIEDA 99A] (b) (s. Text).

Da aber die Rahmengrößen, wie z.B. die Stärke des galaktischen Magnetfeldes und die Konzentration der Elemente, nur unzureichend bekannt sind, begnügt man sich mit einfachen phänomenologischen Modellen. In einem sogenannten „Box“-Modell werden sämtliche Beschleunigungs- und Diffusionsprozesse gewissermaßen auf eine „Black Box“ reduziert. Dafür benötigt man im einfachsten Fall einige Annahmen über den Verlauf des Quellspektrums, sowie Größen, die die Wahrscheinlichkeiten beschreiben, mit denen die Teilchen beschleunigt werden bzw. mit denen sie die Box verlassen können. Aus der Erhaltung der Teilchenzahl im Gesamtsystem

(Box und Umgebung) ergibt sich eine partielle Differentialgleichung, deren Lösung das resultierende Energiespektrum am Ort des Beobachters beschreibt. Das „Leaky Box“-Modell, das eine Vorhersage für die chemische Zusammensetzung im Bereich des Knies gibt, gründet sich auf drei Annahmen [SWORDY 95]:

- Die Quelle erzeugt ein Spektrum, das einem Potenzgesetz folgt und als Funktion der magnetischen Steifigkeit⁸ R für alle Teilchen gleich ist.
- Das Spektrum wird beschrieben durch:

$$\frac{dN}{dR} \propto \begin{cases} R^{-2,15} & : R < 10^6 \text{ GeV} \\ R^{-3,0} & : R \geq 10^6 \text{ GeV} \end{cases} \quad (1.6)$$

- Die mittlere Weglänge λ_{esc} , nach der ein Teilchen aus der Galaxis entweicht, nimmt mit zunehmender magnetischer Steifigkeit ab, bis sie einen minimalen Wert erreicht.

⁸ $R = \frac{pc}{Ze}$ mit dem Impuls p und der Ladung Z des Teilchens

Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, die sich aus diesem Modell ergibt, wird im Bereich des Knies mit zunehmender Energie durch schwere Elemente dominiert. Die leichten Elemente erreichen im Vergleich zu den schweren Elementen nur kleine Maximalenergien. Zusätzlich ist bei einer festen Energie für Protonen und Heliumkerne die Wahrscheinlichkeit größer, die Galaxis zu verlassen, als bei Sauerstoff- und Eisenkernen. Die nach diesem Modell vorhergesagte chemische Zusammensetzung ist in Abbildung 1.5 skizziert (Modell a).

Mittlerweile ist das Leaky-Box-Modell modifiziert worden, um neueren Ergebnissen der Messung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung Rechnung zu tragen. Der in [SWORDY & KIEDA 99A] angegebene Anteil der leichten Kerne ($p + \alpha$) am Gesamtfluß ist bis etwa $2 \cdot 10^6$ GeV kompatibel mit den Berechnungen aus dem Leaky-Box-Modell. Zu größeren Energien weichen die Meßergebnisse signifikant von den theoretischen Vorhersagen ab. Die gemessene Zusammensetzung wird zunehmend durch leichte Elemente dominiert. Um die Ergebnisse oberhalb von $2 \cdot 10^6$ GeV zu erklären, wird eine zusätzliche Quelle postuliert, die das Abbrechen des Protonenflusses ab 10^6 GeV kompensiert. Die Erweiterung des Modells folgt den Darstellungen in [PROTHEROE & SZABO 92], wo die kosmische Strahlung oberhalb des Knies durch eine extragalaktische Komponente (z. B. durch AGNs) gebildet wird.

1.4 Weitere Beschleunigungsmodelle

Neben ausgedehnten Schockfrontsystemen von Supernova-Überresten werden auch Punktquellen als Kandidaten für die Beschleunigung der geladenen kosmischen Strahlung vorgeschlagen (siehe [GAISSER 90] und Quellenangaben darin). Von der Vielzahl der galaktischen Objekte kommen unter anderem Pulsare – das sind schnell rotierende Neutronensterne, die als Rest nach einer Supernova-Explosion zurückbleiben können – und Doppelsternsysteme, bei denen ein kompaktes Objekt, wie z. B. ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch Materie von einem Begleitstern akkretiert, als Quellkandidaten in Frage.

Häufig werden in den Modellen verschiedene Quelltypen angegeben, um den gesamten Verlauf des Energiespektrums zu beschreiben. Mit der Idee von A. Dar und R. Plaga, daß sogenannte *galaktische γ -Ray-Burster* (GGRB) für die Beschleunigung der geladenen kosmischen Strahlung ver-

antwortlich sind, können nicht nur der Gesamtverlauf des Spektrums sondern auch weitere astrophysikalische Phänomene wie z. B. γ -Ray-Bursts (siehe [WAXMAN 99] und Zitate darin) erklärt werden [DAR & PLAGA 99]. Demnach können bei der Geburt oder beim Tod eines Neutronensternes – ähnlich wie bei den im vorigen Abschnitt erwähnten AGNs – hochrelativistische Materiejets emittiert werden, die als γ -Ray-Bursts sichtbar werden, wenn sie in Richtung des Beobachters zeigen. Die stark kollimierten Materiejets tragen einen Bruchteil der Bindungsenergie des Neutronensternes tief in den interstellaren Raum, bis sie durch Wechselwirkung mit der Umgebungsmaterie – beispielsweise im galaktischen Halo – abgebremst werden. Bei der Abbremsung entsteht eine Schockfront, an der über den Fermi-1-Mechanismus die Beschleunigung der geladenen Teilchen erfolgt.

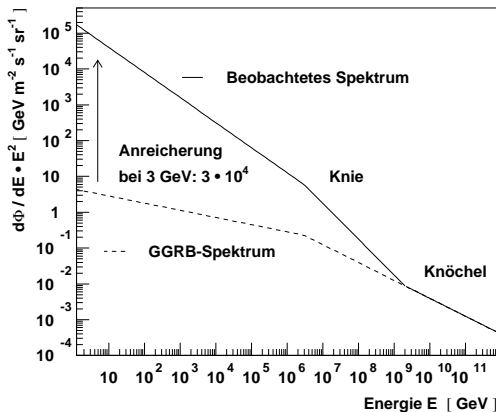


Abbildung 1.6: Das Energiespektrum nach dem Modell aus [DAR & PLAGA 99].

Das Knie wird in diesem Modell durch den Beschleunigungsmechanismus der Quelle erzeugt. Der Knöchel entsteht durch die energieabhängigen Diffusionsprozesse in der Galaxis. Da die Beschleunigung im ga-

Das Energiespektrum der GGRBs folgt einem abknickendem Potenzgesetz mit spektralen Indizes von 2,2 und 2,5 und einer Knieposition bei etwa $3 \cdot 10^6$ GeV (siehe Abbildung 1.6). Kosmische Teilchen mit nur kleinen Energien sind durch Magnetfelder in der Galaxis gefangen. Mit zunehmender Energie bzw. zunehmendem Lamor-Radius wächst die Wahrscheinlichkeit der Teilchen, die Galaxis verlassen zu können. Das Energiespektrum wird dadurch mit niederenergetischen Teilchen angereichert und insgesamt steiler.

Ab etwa $3 \cdot 10^{18}$ eV reicht die Stärke der galaktischen Magnetfelder nicht mehr aus, die Teilchen einzuschließen. Die Form des Spektrums bei größeren Energien entspricht damit dem generischen Spektrum der GGRBs.

laktischen Halo stattfindet, können auch Teilchen mit Energien oberhalb des GZK-Cutoffs den Beobachter auf der Erde erreichen. Weiterhin läßt sich mit dem GGRB-Modell auch die räumliche Verteilung hochenergetischer γ -Strahlung (> 100 MeV) erklären. Durch die Wechselwirkung der beschleunigten Teilchen mit der Materie der näheren Quellumgebung werden neutrale Pionen erzeugt, die hauptsächlich in zwei γ -Quanten zerfallen. Die räumliche Verteilung der Quelledichte sollte sich demnach auch in der räumlichen Verteilung der γ -Strahlung widerspiegeln. Die für Schockfrontbeschleunigung an Supernova-Überresten erwartete Abnahme der Intensität der γ -Strahlung mit zunehmender Höhe über der galaktischen Scheibe wird nicht beobachtet. Die beobachtete Intensitätsverteilung kann durch einen Beitrag einer Quellpopulation im galaktischen Halo erklärt werden.

Kapitel 2

Ausgedehnte Luftschauer und deren Simulation

Satellitenexperimente sind auf Grund ihrer geringen Nachweisfläche nur bis zu Energien von etwa 10^5 GeV geeignet, um die kosmische Strahlung zu messen. Ab Energien von etwa 250 GeV werden verstärkt erdgebundene Experimente eingesetzt. Bei diesen Experimenten werden nicht die Primärteilchen selbst, sondern nur die Sekundärprodukte des ausgedehnten Luftschauers¹ vermessen. Hochenergetische kosmische Teilchen, die in die Erdatmosphäre eintreten, erzeugen durch Wechselwirkung mit den Luftmolekülen sowie einer Vielzahl nachfolgender Prozesse eine Teilchenkaskade. Die Sekundärteilchen, die von typischen² Luftschauerexperimenten gemessen werden können, werden in drei Gruppen eingeteilt:

- die elektromagnetische Komponente bestehend aus Elektronen, Positronen und γ -Quanten,
- die myonische Komponente aus positiven und negativen Myonen,
- die hadronische Komponente der Protonen, Neutronen, Kerne und Mesonen.

Die elektromagnetische Komponente wird bei ausgedehnten Luftschauern beobachtet, die durch hochenergetische Photonen oder durch Hadronen initiiert werden. Bedeutende Anteile der hadronischen und der myonischen

¹engl.: **Extensive Air Shower**

²Experimente, die Neutrinos aus ausgedehnten Luftschauern nachweisen, seien an dieser Stelle ausgeklammert, da ihnen eine andere physikalische Motivation zugrunde liegt.

Komponente sind dagegen nur bei hadronischen Primärteilchen vorhanden.

Die Bewegung der Teilchen der Kaskade durch die Erdatmosphäre ist Ausgangspunkt zweier weiterer physikalischer Phänomene, aus denen Information über die Primärstrahlung gewonnen werden kann. Zum einen erzeugen Sekundärteilchen Čerenkovlicht, wenn ihre Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im durchlaufenen Medium, zum anderen können durch Sekundärteilchen angeregte Stickstoffmoleküle der Atmosphäre Energie in Form von Fluoreszenzlicht abstrahlen.

Das folgende Kapitel beschreibt zunächst die für das HEGRA-Experiment wichtigen Aspekte der Entwicklung der Teilchenkaskade sowie der Entstehung des Čerenkovlichtes. In Abschnitt 2.2 wird das Programm *corsika* vorgestellt, mit dem basierend auf M^{te}Carlo-Rechnungen Luftschauer simuliert werden können. Abschnitt 2.3 gibt einen Überblick über erdgebundene Experimente, die die unterschiedlichen Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers nachweisen.

2.1 Die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers

2.1.1 Die Teilchenkaskade

Ausgangspunkt einer Teilchenkaskade ist die Wechselwirkung eines hochenergetischen kosmischen Teilchens mit einem Atomkern der Erdatmosphäre. Als Folge dieser Wechselwirkung entstehen Sekundärteilchen, die bei ihrem Weg durch die Atmosphäre durch eine Vielzahl von Prozessen weitere Teilchen erzeugen. Je nach Art der beteiligten Sekundärteilchen, sind unterschiedliche Prozesse für die Entwicklung einer Teilchenkaskade verantwortlich.

Die zur elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers beitragenden Prozesse sind die Bremsstrahlung und die Paarbildung. Beim Bremsstrahlungsprozeß strahlt ein in einem externen Feld (hier: im elektrischen Feld eines Atomkerns) beschleunigtes geladenes Teilchen Energie in Form eines Photons ab. Beim Paarbildungsprozeß erzeugen Photonen, deren Energie größer ist als die doppelte Ruhemasse eines Elektrons ($2 \cdot 511 \text{ keV}$) im Feld eines Atomkerns ein e^+e^- -Paar. Durch beide Prozesse wird die Teil-

chenmultiplizität der elektromagnetischen Kaskade kontinuierlich erhöht, bis sie einen maximalen Wert (das *Schauermaximum*) erreicht. Bei der sogenannten kritischen Energie E_{krit} ist der Energieverlust für Sekundärteilchen durch Bremsstrahlung gleich groß wie der Energieverlust durch Ionisation. Bei kleineren Energien dominiert der Energieverlust des letztgenannten Prozesses. Das bedeutet, daß die Teilchenkaskade ausstirbt, wenn die Energie der Sekundärteilchen im Mittel unterhalb von E_{krit} liegt. Die kritische Energie hängt vom Medium ab, in dem sich die Kaskade ausbreitet, und beträgt für Luft etwa 82 MeV. Das typische longitudinale Profil von elektromagnetischen Teilchenkaskaden in der Atmosphäre ist im oberen Teil von Abbildung 2.2 dargestellt.

Eine weitere Größe, die die Ausbreitung einer elektromagnetischen Teilchenkaskade in einem Medium charakterisiert, ist die sogenannte Strahlungslänge X_0 . Sie gibt die Länge an, nach der die Energie E eines Elektrons auf der Wegstrecke dx durch Abstrahlung von Bremsstrahlungphotonen um den Faktor e reduziert wird:

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{E}{X_0} \quad \text{oder} \quad E = E_0 \cdot e^{-x/X_0}. \quad (2.1)$$

Die Strahlungslänge X_0 ist eine für das durchquerte Medium spezifische Größe und wird häufig in Einheiten der Massenbelegung g/cm^2 angegeben. In Luft beträgt X_0 etwa $37,1 \text{ g/cm}^2$. Die mittlere freie Weglänge bzw. die mittlere Entfernung X_p , nach der ein Photon ein Elektron-Positron erzeugt, ist eng mit der Strahlungslänge verknüpft. Es gilt $X_p = 9/7 \cdot X_0$.

Tritt ein hadronisches Primärteilchen in die Erdatmosphäre ein, so werden bei der ersten Wechselwirkung mit einem Atomkern Hadronen erzeugt. Die Kaskade der produzierten Hadronen zeigt einen ähnlichen longitudinalen Verlauf wie die der elektromagnetische Komponente. Die Teilchenmultiplizität steigt zunächst mit zunehmender Schauertiefe an, erreicht dann ein Maximum und fällt exponentiell wieder ab. Da die mittlere Wechselwirkungslänge von Protonen in Luft etwa 83 g/cm^2 beträgt, verläuft der Anstieg und Abfall der Teilchenmultiplizität der hadronischen Komponente jedoch deutlich flacher als der der elektromagnetischen. Auch die Gesamtzahl der beteiligten Hadronen liegt deutlich unter der Anzahl der Teilchen einer reinen elektromagnetischen Kaskade gleicher Energie.

Die bei den Stoßprozessen erzeugten Mesonen sind hauptsächlich dafür verantwortlich, daß bei einem hadronisch induzierten Luftschauer auch

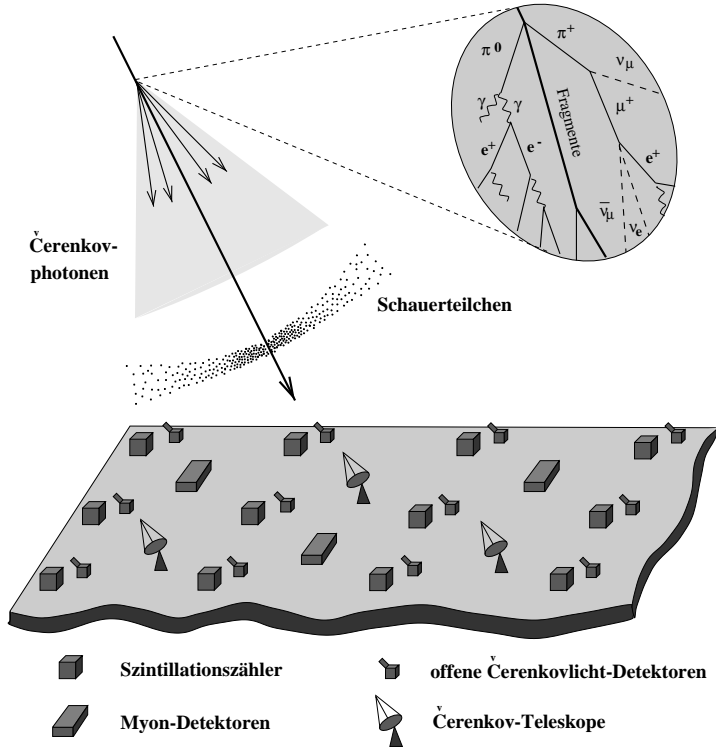


Abbildung 2.1: Skizze der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers mit typischen Detektoren zum Nachweis der Sekundärteilchen und der Čerenkovphotonen.

die elektromagnetische und die myonische Komponente vertreten sind. Die elektromagnetische Komponente wird durch neutrale Pionen gespeist, die auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer ($8 \cdot 10^{-17}$ s) nahezu instantan in zwei γ -Quanten zerfallen, die dann elektromagnetische Subschauer auslösen. Mit zunehmender Entwicklung der Kaskade fließt mehr Energie in die elektromagnetische Komponente, da bei einer hadronischen Wechselwirkung etwa 33% der erzeugten Pionen neutral sind.

Die myonische Komponente wird hauptsächlich durch den Zerfall geladener Pionen gemäß $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ erzeugt. Anders als die longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen und der hadronischen Komponente

zeigt die myonische kein Maximum der Teilchenmultiplizität. Ein Großteil der erzeugten Myonen erreicht den Erdboden unbeeinflusst, da auf Grund ihrer großen Masse Energieverluste durch Bremsstrahlung stark unterdrückt sind. Myonen werden vorwiegend in großen atmosphärischen Höhen gebildet, da dort für geladenen Pionen die Wahrscheinlichkeit größer ist, zu zerfallen, bevor sie mit anderen Luftmolekülen wechselwirken.

Die gesamte longitudinale Entwicklung eines Luftschauers in der Erdatmosphäre ist in Abbildung 2.1 skizziert. Experimente wie HEGRA erfassen nur die momentane Entwicklungsstufe des Luftschauers auf Beobachtungsniveau. Von besonderer Bedeutung sind dabei die Lateralverteilungen der Teilchendichten der einzelnen Komponenten als Funktion des Abstands zum Schauerzentrum. Die Lateralverteilung der Elektronen und Positronen wird gut durch die NKG-Funktion beschrieben [GREISEN 60]:

$$n_c(r) = \frac{N_e}{2\pi r_M^2} \frac{\Gamma(4, 5 - \text{age})}{\Gamma(\text{age})\Gamma(4, 5 - 2\text{age})} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{\text{age}-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1\right)^{\text{age}-4,5} \quad (2.2)$$

mit der Teilchendichte $n_c(r)$ am Ort r , der Gesamtzahl der Teilchen N_e , dem Schaueralter age und dem Molière-Radius r_M . Der Molière-Radius beschreibt die charakteristische Aufweitung des Schauers durch Vielfachstreuung der Elektronen und beträgt ≈ 78 m auf Meeresebene. Ein Zylinder um die Schauerachse mit Radius r_M enthält etwa 90 % der Schauerenergie. Das Schaueralter age kennzeichnet den Entwicklungszustand des Luftschauers auf Beobachtungsniveau. Der Wert des age -Parameters nimmt mit zunehmender Entwicklung der Kaskade stetig zu und beträgt im Maximum gerade 1. Die Lateralverteilung der Myonendichteverteilung wird durch eine der NKG-Funktion ähnlichen Funktion beschrieben [GAISSER 90].

2.1.2 Das atmosphärische Čerenkovlicht

Geladene Teilchen, die sich in einem Medium mit Brechungsindex $n > 1$ bewegen, können Čerenkovlicht emittieren [ČERENKOV ET AL 64]. In der klassischen Theorie wird der Effekt auf die asymmetrische Polarisierung des Mediums vor und hinter dem bewegten Teilchen zurückgeführt, die ein zeitlich veränderliches Dipolmoment darstellt. Für die Entstehung von Čerenkovlicht muß die Geschwindigkeit der Teilchen eine bestimmte Schwellengeschwindigkeit überschreiten, die durch $v_{\text{Schwelle}} = c/n$ gegeben ist. Ist diese Bedingung erfüllt, dann wird Čerenkovlicht unter einem Winkel $\cos(\Theta_c) = 1/n\beta$ mit $\beta = v/c$ abgestrahlt. Die Zahl dN der pro Weglänge dx in einem Wellenlängenbereich $[\lambda_1, \lambda_2]$ emittierten Čerenkovphotonen er-

gibt sich aus

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

wobei z die Ladung des Teilchens und α die Feinstrukturkonstante bezeichnen.

Da sich insbesondere die Elektronen und Positronen eines ausgedehnten Luftschauers nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, emittieren sie Čerenkovlicht. Für Elektronen auf Meeresebene ($n \sim 1,000293$) beträgt die Schwellenenergie, ab der sie Čerenkovlicht abstrahlen, etwa 21 MeV. Der Emissionswinkel errechnet sich dann zu $1,4^\circ$, d.h. das Čerenkovlicht wird extrem gebündelt emittiert. Im Bereich des Schauermaximums werden etwa 10 bis 25 Photonen pro Meter Flugstrecke des Elektrons im Wellenlängenbereich von 300 bis 450 nm emittiert. Die Zahl der erzeugten Čerenkovphotonen übertrifft damit bei weitem die Zahl der Sekundärteilchen.

Im Gegensatz zur elektromagnetischen Teilchenkaskade erreicht ein Großteil der Čerenkovstrahlung auch aus großer Höhe das Beobachtungsniveau. Daher setzt sich die Lateralverteilung der Photonendichte auf Beobachtungsniveau aus den Beiträgen der in verschiedenen Höhen emittierten Photonen zusammen. Da die Dichte bzw. der Brechungsindex der Erdatmosphäre und damit auch die Schwellenenergie und der Emissionswinkel von der Höhe abhängen, unterscheiden sich die Beiträge der einzelnen Lateralverteilungen deutlich. Abbildung 2.2 zeigt exemplarisch die resultierenden Lateralverteilungen der Photonendichten, die aus drei verschiedenen Höhen stammen. Deutlich zu erkennen ist, daß in großer Höhe emittierte Čerenkovstrahlung eine flache Lateralverteilung mit einem Maximum bei etwa 100 m Abstand vom Schauerzentrum erzeugt, während die Lateralverteilung von Čerenkovphotonen aus geringen Höhen steil mit einem Maximum im Schauerzentrum verläuft. Die Summe aller Beiträge ergibt eine monoton abfallende Lateralverteilung $L(r)$, die sich im Bereich zwischen radialen Abständen r vom Schauerzentrum von 20 bis 100 m gut durch eine Exponentialverteilung anpassen läßt [HAMMOND ET AL 78, PROTHEROE & TURVER 79]:

$$L(r) = L_0 \cdot e^{(-r/r_L)}. \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet L_0 die Lichtmenge im Schauerzentrum und r_L den sogenannten *Lichtradius*.

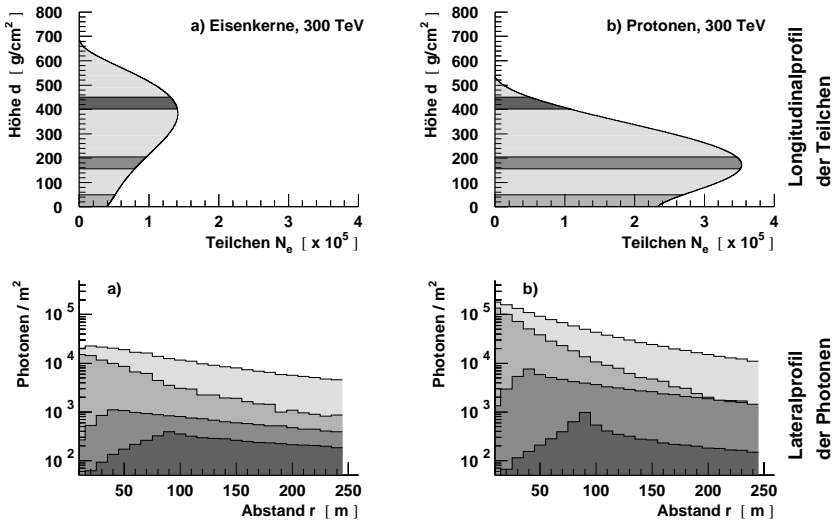


Abbildung 2.2: Die oberen Abbildungen zeigen zwei typische Longitudinalentwicklungen von elektromagnetischen Teilchenkaskaden von a) Eisenkernen und b) Protonen. In den unteren beiden Abbildungen sind die entsprechenden Lateralverteilungen der Čerenkovphotonendichten dargestellt, die aus den jeweiligen Beiträgen aus unterschiedlicher Emissionshöhen bzw. aus der Gesamtentwicklung stammen. Zusammengehörige Bereiche sind einheitlich grau unterlegt.

Die Messung von r_L ist für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen von fundamentaler Bedeutung. Da Čerenkovstrahlung aus allen Phasen der Teilchenkaskade das Beobachtungsniveau erreicht, enthält die Lateralverteilung der Photonendichten Informationen über die longitudinale Entwicklung. Ein Schauer, der sich spät entwickelt, erreicht sein Schauermaximum erst in geringer Höhe über dem Beobachtungsniveau. Dadurch wird ein Großteil der Čerenkovphotonen erst in geringer Höhe emittiert und die Lateralverteilung der Photonendichten wird steil. Umgekehrt resultiert ein sich früh entwickelnder Schauer in einer flachen Lateralverteilung. Aus der Messung des Lichtradius können somit Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung gewonnen werden, mit denen es indirekt möglich ist, die Energie und die Masse der Primärteilchen zu ermitteln (siehe Kapitel 7).

Der longitudinale Verlauf der Teilchenkaskade spiegelt sich nicht nur in

der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte sondern auch in deren Ankunftszeitverteilung wider. Die Čerenkovphotonen erreichen das Beobachtungsniveau in einer zeitlich eng begrenzten, kegelförmigen Front. Der Verlauf der Ankunftszeitverteilung wird durch Laufzeitunterschiede zwischen Photonen, die in unterschiedlichen atmosphärischen Höhen abgestrahlt wurden, bestimmt. Insbesondere bei wachsenden radialen Abständen auf Beobachtungsniveau zeigen Schauer mit verschiedener longitudinaler Entwicklung Unterschiede in der Breite der Ankunftszeitverteilungen [KCHRISTIANSEN ET AL 72]. Im Rahmen einer Doktorarbeit am II. Institut für Experimentalphysik in Hamburg wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem aus der Messung der Ankunftszeitverteilungen bei großen radialen Abständen die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bestimmt wurde [HAUSTEIN 96].

Beim Durchqueren der Erdatmosphäre können die erzeugten Čerenkovphotonen absorbiert werden. Die Abschwächung der Čerenkovstrahlung wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha_{\text{ext}}x}, \quad (2.5)$$

wobei I_0 die Ausgangsintensität der Strahlung und x die zurückgelegte Wegstrecke beschreiben. Der sogenannte Extinktionskoeffizient α_{ext} umfaßt die Einflüsse der Absorption durch Ozon und der Rayleigh- und Mie-Streuung. Bei der Wechselwirkung eines Čerenkovphotons mit einem Ozonmolekül der Erdatmosphäre entsteht ein Sauerstoffmolekül und ein freies Sauerstoffradikal. Der Verlust von Čerenkovphotonen bei diesem Prozeß ist jedoch nur für kurzwellige Photonen bis etwa 300nm Wellenlänge von Bedeutung. Čerenkovphotonen mit einer Wellenlänge, die vergleichbar ist mit dem Durchmesser eines typischen Moleküls in der Erdatmosphäre, können durch Rayleigh-Streuung beeinflusst werden. Da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß proportional zum Kehrwert der vierten Potenz der Wellenlänge ist, werden bevorzugt kurzwellige Photonen gestreut. Der Prozeß der Mie-Streuung ist analytisch schwieriger zu beschreiben. Er ist für Čerenkovphotonen mit Wellenlängen im Bereich der typischen Partikelgrößen (Staub, etc.) von Bedeutung. Die Wirkungsquerschnitt für die Streuung ist hier etwa proportional zum Kehrwert der Wellenlänge.

2.2 Die Simulation ausgedehnter Luftschauer

Ziel eines typischen Luftschauerexperimentes ist es, aus den auf dem Beobachtungsniveau gemessene Verteilungen der Sekundärteilchen eines ausgedehnten Luftschauers Rückschlüsse über die Richtung, die Energie und die Art des initiierenden Primärteilchens zu gewinnen. Solche Rückschlüsse sind nur möglich, wenn sowohl die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers in der Erdatmosphäre als auch das Antwortverhalten des Detektors geeignet modelliert werden können. Mit Hilfe theoretischer Vorhersagen können dann die experimentellen Luftschauerdaten interpretiert werden. Um die Entwicklung der Luftschauer detailliert zu beschreiben, werden M^{te}Carlo-Rechnungen durchgeführt. Im Folgenden Abschnitt wird das von der KASCADE-Kollaboration entwickelte Programmpaket `corsika` vorgestellt, mit dem die dieser Arbeit zugrunde liegenden Simulationsrechnungen durchgeführt wurden. Die größten systematischen Unsicherheiten solcher Rechnungen ergeben sich aus der Modellierung der hadronischen Wechselwirkungen. In Abschnitt 2.2.3.1 wird daher das Wechselwirkungsmodell vorgestellt, das zur Erstellung einer Schauerbibliothek (Abschnitt 2.2.3.2) aus den in `corsika` implementierten Modellen gewählt wurde. Die Beschreibung der Detektorsimulation erfolgt in Kapitel 6.

2.2.1 Das Programmpaket `corsika`

In dem Programmpaket `corsika` [KNAPP & HECK 93] (Version 5.2) werden von kosmischen Primärteilchen initiierte ausgedehnte Luftschauer durch M^{te}Carlo-Rechnungen simuliert. Vorgegebene Modelle erlauben es, die in einem Luftschauer ablaufenden Reaktionsprozesse zu berechnen. Ort, Impuls, Flugrichtung und Art der bei Stößen von Teilchen entstandenen Sekundärteilchen werden bestimmt. Unter Berücksichtigung von Absorptions- und Streu- und Zerfallsprozessen, sowie weiteren Wechselwirkungen wird der Weg der Sekundärteilchen durch die Erdatmosphäre weiter verfolgt. Die Information über Teilchen, die bestimmte, frei wählbare Beobachtungsniveaus erreichen, wird in eine Ausgabedatei geschrieben. Der `corsika`-Code erlaubt es, den Typ, die Energie und den Einfallswinkel des Primärteilchens, das den Luftschauer initiiert, vorzugeben.

Die Simulation der Wechselwirkungsprozesse wird je nach Art der beteiligten Teilchen durch separate Routinen durchgeführt. Elektron, Positronen und γ -Quanten werden mit dem EGS4-Code behandelt. Für Wech-

selwirkungen hadronischer Teilchen stehen mehrere hadronische Modelle zur Verfügung. Neben der Teilchenkaskade kann auch optional die Entstehung von Čerenkovlicht simuliert werden. Die Absorption von Čerenkovlicht durch die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Prozesse ist jedoch nicht vorgesehen. Sie kann problemlos im Rahmen der Detektorsimulation nachträglich implementiert werden (Kapitel 6).

2.2.2 Elektromagnetische Wechselwirkungsmodelle

Der ursprüngliche EGS-Code wurde am **Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)** entwickelt, um den Transport von Elektronen, Positronen und Photonen in beliebigen Materialien zu simulieren [NELSON ET AL 85]. Für die Wechselwirkungen von Elektronen und Positronen mit der Umgebungsmaterie wurden dabei Bremsstrahlungsprozesse, Bhabha-, Møller- und Vielfachstreuung sowie Energieverluste durch Ionisation und die Annihilation beider Teilchen berücksichtigt. Photonen können über Compton- und Rayleigh-Streuung sowie Paarbildung und Photoeffekt wechselwirken. Bei der Implementierung wurde die Routine durch einige Ergänzungen zum EGS4-Code erweitert. Beispielsweise mußten die Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarbildung zu höheren Energien extrapoliert werden, um auch elektromagnetische Teilchen mit Energien im PeV-Bereich berechnen zu können. Zusätzlich erlaubt EGS4 nun die direkte Erzeugung von $\mu^+\mu^-$ -Paaren durch hochenergetische Photonen, sowie die Photoproduktion von Hadronen mit anschließendem Pionzerfall in Myonen. Die EGS-Routinen haben sich mittlerweile als Standardwerkzeug für die Simulation elektromagnetischer Kaskaden durchgesetzt. Die Unsicherheiten bezüglich der Modellierung der elektromagnetischen Wechselwirkungen können gegenüber den Unsicherheiten der hadronischen Wechselwirkungsmodelle vernachlässigt werden.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß *corsika* auch die Möglichkeit bietet, elektromagnetische Wechselwirkungsprozesse über den NKG-Formalismus zu berechnen. Hierbei wird ausgenutzt, daß sich die mittlere Longitudinalentwicklung eines Luftschauers näherungsweise in analytischer Form darstellen läßt. In [GREISEN 56] wird die Zahl der Sekundärteilchen einer elektromagnetischen Teilchenkaskade als Funktion der Primärenergie des initiierenden Teilchens und der Eindringtiefe in der Erdatmosphäre parametrisiert. Im NKG-Formalismus ergibt sich die Anzahl der elektromagnetischen Schauerteilchen aus der Summe der Beiträge

der analytisch abgeschätzten Subscharer. Der Bedarf an Rechenzeit gegenüber der Simulation mit der EGS4-Routine sinkt hierdurch auf etwa $1/40$. Für die zusätzliche Simulation von Čerenkovlicht bzw. dem Nachweis der Sekundärteilchen durch realistische Detektoren auf Beobachtungsniveau ist der NKG-Formalismus jedoch ungeeignet, da zum einen Photonen und Elektronen nicht unterschieden werden können und zum anderen Fluktuationen von Teilchendichten nicht richtig wiedergegeben werden.

2.2.3 Hadronische Wechselwirkungsmodelle

Die den hadronischen Wechselwirkungen zugrundeliegenden Prozesse sind insbesondere bei hohen Energien der beteiligten Teilchen bei weitem nicht so gut verstanden wie die elektromagnetischen Wechselwirkungsprozesse. Einen Überblick über die in *corsika* zur Verfügung stehende Wechselwirkungsmodelle gibt [KNAPP 97].

Die hadronischen Wechselwirkungsmodelle werden grob in zwei Bereiche entsprechend der Laborenergie der beteiligten Teilchen eingeteilt, in einen niederenergetischen Bereich mit Laborenergien kleiner als 80 GeV und in einen hochenergetischen. In *corsika* kann im niederenergetischen Bereich zwischen dem ISOBAR-Modell [GRIEDER 70, GRIEDER 79] und dem GHEISHA-Modell [FESEFELDT 85] gewählt werden. Das ISOBAR-Modell kann die in Beschleunigerexperimenten gemessenen Teilchenmultiplizitäten quantitativ nicht reproduzieren und wird daher bei der Simulation ausgedehnter Luftschauer nicht mehr verwendet³. Das GHEISHA-Modell hat sich ähnlich wie die EGS-Routine für elektromagnetische Wechselwirkungen mittlerweile als Standard zur Simulation niederenergetischer hadronischer Wechselwirkungen durchgesetzt. In der GHEISHA-Routine werden elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte nach experimentellen Daten parametrisiert bzw. mit Hilfe des optischen Theorems [FRAUENFELDER 87] berechnet. Mittlere Teilchenmultiplizitäten und deren Verteilungen werden aus experimentellen Daten als Funktion der zur Teilchenproduktion zur Verfügung stehenden Energie parametrisiert, respektive anhand der KNO-Formel [KOBAYASHI ET AL 72] berechnet. Mit Hilfe der zahlreich vorliegenden Resultate von hadronischen Wechselwirkungsprozessen im Energiebereich unterhalb von 80 GeV konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erreicht werden.

³Das ISOBAR-Modell wurde üblicherweise nur bei der Wahl des ebenfalls überholten, hochenergetischen HDPM-Modells eingesetzt.

	VENUS	QGSJET	Sibyll	HDPM	DPMJET
Gribov-Regge-Theorie	+	+			+
Minijets		+	+		+
Sekundäre Ww.	+				
Kern-Kern-Ww.	+	+			+
Superpositionsmodell			+	+	
Energiebereich (in GeV)	$< 5 \cdot 10^7$	$\leq 10^{11}$	$\leq 10^{11}$	$\leq 10^8$	$\leq 10^9$

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Merkmale der hadronischen Wechselwirkungsmodelle in *corsika* (aus [KNAPP 97]).

Die Modellierung der hadronischen Wechselwirkungsprozesse bei großen Laborenergien gestaltet sich deutlich schwieriger. Zum einen ist die Erzeugung hochenergetischer Hadronen in Beschleunigeranlagen nur mit hohem technischem Aufwand möglich, zum anderen entzieht sich ein Teil der bei hochenergetischen Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen der Beobachtung, da diese in extremer Vorwärtsrichtung emittiert werden und damit im Strahlrohr verbleiben. Da jedoch gerade die extrem vorwärts gestreuten Reaktionsprodukte für die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers von Bedeutung sind, ist man in den Simulationsrechnungen auf Extrapolationen angewiesen. Die damit verbundenen Unsicherheiten spiegeln sich auch in der Anzahl der zur Verfügung stehenden Wechselwirkungsmodelle wider. Im *corsika*-Programm (Version 5.2) kann der Benutzer zwischen fünf Modellen im hochenergetischen Bereich wählen:

- **DPMJET:**

Dual Parton Model with **JET** production [RANFT 95]

- **HDPM:**

Hadronic interactions inspired by the Dual Parton Model [CAPDEVILLE 89]

- **QGSJET:**

Quark-Gluon-String model with **JET** production [KALMYKOV ET AL 97]

- **Sibyll:**

(kein Akronym) [FLETCHER ET AL 94]

- **VENUS:**

Very Energetic NUClear Scattering [WERNER 93]

Tabelle 2.1 zeigt einen Überblick über die den Modellen zugrundeliegenden Theorien. In den Modellen VENUS, DPMJET und QGSJET werden weiche, hadronische Prozesse mit Hilfe der Gribov-Regge-Theorie [GRIBOV ET AL 83] beschrieben. Elastische und inelastische Reaktionen lassen sich damit durch den Austausch von Pomeronen darstellen. Im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie ist es möglich, mehrere Wechselwirkungsmodelle zu modellieren, da lediglich die Ausführung der elastischen Prozesse festgelegt ist, nicht aber die Realisierung der inelastischen. Beispielsweise sind Reaktionen mit Minijet-Bildung nur⁴ in DPMJET und QGSJET implementiert. VENUS dagegen ist das einzige Modell, das sekundäre Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte miteinander berücksichtigt und Hadron-Hadron-, Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen, sowie diffraktive und nicht-diffraktive Prozesse konsistent im Rahmen der Gribov-Regge-Theorie beschreibt. Im QGSJET- und DPMJET-Modell werden Hadron-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen im Rahmen des Glauber-Formalismus [GLAUBER 70] auf Nukleon-Nukleon-Kollisionen zurückgeführt.

HDPM und Sibyll wurden in Anlehnung an das Dual-Parton-Modell entwickelt [CAPELLA 81]. Dieses Modell beschreibt den Stoß zweier Nukleonen durch die Bildung zweier Farbstrings zwischen je einem Quark des Projektils und des Targets, die schließlich in Hadronen fragmentieren. HDPM ist rein phänomenologisch und verwendet Parametrisierungen, die aus experimentellen Daten mit anschließender Extrapolation zu großen Energien gewonnen wurden. Sibyll simuliert weiche hadronische Prozesse ebenfalls durch Produktion zweier Farbstrings. In harten Prozessen können zusätzlich Minijets als Strings nach QCD-Wirkungsquerschnitten erzeugt werden.

⁴Tatsächlich sind Minijets auch in VENUS berücksichtigt, allerdings nur in einer sehr rudimentären Art.

2.2.3.1 Auswahl eines geeigneten Wechselwirkungsmodells

Die mit dem HDPM/ISOBAR-Wechselwirkungsmodell (*corsika* 4.01) simulierte Schauerbibliothek von V. Haustein [HAUSTEIN 96], die bislang in der Hamburger Gruppe verwendet wurde, hat sich für die Analysen zum Energiespektrum und zur chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung aus folgenden Gründen als unzureichend erwiesen:

1. Die Anzahl der generierten Schauer ist gering. Insgesamt stehen nur etwa 170 Schauer mit Energien größer 1 PeV zur Verfügung (16 Schauer bei 10 PeV).
2. Die Schauer wurden nur bei diskreten Primärenergien simuliert. Die detaillierte Form der Verteilungen von Meßgrößen, die sich unter Berücksichtigung eines steil abfallenden Energiespektrums ergeben, kann mit monoenergetischen Schauern nicht beschrieben werden (siehe Abschnitt 7.3.2).
3. In *corsika* 4.01 wird in der Routine, die die Emission von Čerenkovlicht berechnet, die Erdatmosphäre durch ein einfaches isothermes Modell beschrieben. Seit der Version 4.5 wird dieses Modell durch die sogenannte *US-Standardatmosphäre* ersetzt, die die realen Bedingungen deutlich präziser zu beschreiben vermag.
4. Frühere Analysen zur Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung haben gezeigt, daß sich die HEGRA-Daten unter Verwendung des HDPM/ISOBAR-Modells nicht widerspruchsfrei interpretieren lassen. Insbesondere scheint die in den Daten gefundene mittlere Position des Schauermaximums bei kleineren Eindringtiefen zu liegen, als von dem HDPM/ISOBAR-Modell vorhergesagt [AHARONIAN ET AL 99].

Für die vorliegende Arbeit ist daher eine neue M^{te}Carlo-Bibliothek erstellt worden, die unter Berücksichtigung von Punkt 1 und 2 eine größere Zahl von simulierten Luftschauern mit einer spektralen Verteilung der Primärenergie zur Verfügung stellt (siehe Abschnitt 2.2.3.2). Bezüglich Punkt 4 wäre es wünschenswert, Simulationen für alle hadronischen Wechselwirkungsmodelle in *corsika* durchzuführen. Aus dem Vergleich der jeweiligen M^{te}Carlo-Ergebnisse mit den Daten könnten dann Rückschlüsse über die Modelle gezogen werden. Die Simulation von *corsika*-Schauern im PeV-Energiebereich ist jedoch sehr rechen- und damit zeitintensiv (siehe nächsten Abschnitt). Mit der zur Verfügung stehende Rechenleistung war es nicht möglich, zu allen hadronischen Modellen Luftschauer mit

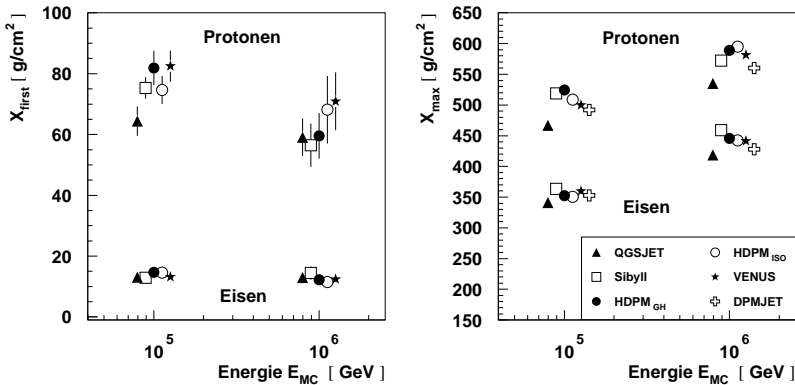


Abbildung 2.3: Die mittlere atmosphärische Tiefe der ersten Wechselwirkung X_{first} (links) und des Schauermaximums X_{max} (rechts) bei Primärenergien von 10^5 und 10^6 GeV für Protonen und Eisenkerne sowie verschiedene hadronische Wechselwirkungsmodelle. Die Datenpunkte wurden [Raabe99] bzw. für das DPMJET-Modell [Knapp97] entnommen und aus Übersichtlichkeitsgründen versetzt dargestellt.

ausreichender Statistik zu simulieren. Daher sollte nur ein Wechselwirkungsmodell für die neue Schauerbibliothek ausgewählt werden. Im Rahmen einer Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik wurden die Eigenschaften der hadronischen Wechselwirkungsmodelle bei Primärenergien von 10^5 und 10^6 GeV untersucht [RAABE 99]. Ergebnisse dieser Arbeit, die zur Auswahl des QGSJET-Modells geführt haben, sollen hier kurz vorgestellt werden.

In Abbildung 2.3 werden die mittleren atmosphärischen Tiefen X_{first} der ersten Wechselwirkung und des Schauermaximums X_{max} für verschiedene Wechselwirkungsmodelle bei unterschiedlichen Primärenergien miteinander verglichen. Die Tiefe der ersten Wechselwirkung ist bei durch Eisenkernen initiierten Luftschauern modellunabhängig. Bei Protonenschauern zeigen sich leichte Differenzen, insbesondere liegt X_{first} bei 10^5 GeV für QGSJET etwa 14 g/cm^2 unter dem Mittelwert der anderen Modelle. Unterschiede in der Tiefe der ersten Wechselwirkung können unmittelbar auf die in den Modellen verwendeten inelastischen Wirkungsquerschnitte zurückgeführt werden.

Maßgeblich dafür verantwortlich, wie schnell in einem ausgedehnten Luftschauer das Teilchenmaximum erreicht wird, ist die Aufteilung der Energien auf die Reaktionsprodukte bei einer hadronischen Wechselwirkung. Die Inelastizität definiert den Anteil der Energien aller Sekundärteilchen ohne das höchstenergetische Teilchen (*leading particle*). Eine große Inelastizität führt dazu, daß die Energie schnell auf die Sekundärteilchen übertragen und damit das Schauermaximum früh erreicht wird. Abbildung 2.3 zeigt deutliche Unterschiede zwischen den Wechselwirkungsmodellen für die Tiefe des Schauermaximums. Auffällig sind die Ergebnisse für QGSJET. Für Protonen liegt X_{\max} bei Energien von 10^5 GeV 42 g/cm^2 unter dem Mittelwert der anderen Modelle, sowie 44 g/cm^2 bei Energien von 10^6 GeV. Bei durch Eisenkernen induzierten Luftschauern betragen die Abweichungen 15 bzw. 25 g/cm^2 . Im Rahmen dieser Untersuchung zeigte QGSJET die kleinsten⁵ Eindringtiefen bis zum Schauermaximum.

Für die Erstellung einer neuen M^{te}Carlo-Schauerbibliothek wurde das Modell QGSJET aus zwei Gründen ausgewählt. Zum einen ist QGSJET ein Modell, das Meßdaten anderer Experimente gut beschreibt (siehe z.B. [HÖRANDEL ET AL 99A]) und zum anderen können die HEGRA-Daten tendenziell durch kleinere Erwartungswerte für X_{\max} besser beschrieben werden (Punkt 4). An dieser Stelle sei jedoch betont, daß die Verfahren zur Bestimmung der Schauerparameter nur gering von der Auswahl des hadronischen Wechselwirkungsmodells abhängen. Erst bei der Interpretation der Meßdaten – wie z. B. der mittleren Eindringtiefe des Schauermaximums (vergleiche Abschnitt 7.3.1) – treten deutliche Unterschiede auf.

2.2.3.2 Die M^{te}Carlo-Schauerbibliothek

Insgesamt wurden mit dem *corsika*-Programm und dem QGSJET-Modell 15720 ausgedehnte Luftschauer von Protonen, α -Teilchen und Sauerstoff- und Eisenkernen simuliert. Es wurden zwei Datensätze mit 4280 Luftschauern bei diskreten Primärenergien – für systematische Studien – und 11440 Schauern mit spektral gewürfelten Energien – zur Bestimmung der Massenzusammensetzung – erzeugt. Die Simulationen wurden für Primärenergien zwischen 50 TeV und 13 PeV und Zenitwinkel von 0° , 6° , 12° und 18° durchgeführt. Ein Überblick der zur Verfügung stehenden Schauer ist in den Tabellen 2.2 und 2.3 dargestellt. Die Gesamtrechenzeit für die Simu-

⁵In den Ergebnissen aus [KNAPP 97] ist DPMJET das Modell mit den kleinsten Eindringtiefen bis zum Schauermaximum. Die Analysen aus [RAABE 99] legen jedoch nahe, daß die Werte für das QGSJET-Modell fehlerhaft übertragen wurden.

lationen mit einer modifizierten *corsika*-Version (siehe Kapitel 6) betrug 2365 Tage⁶. Etwa 3,3 Tb Daten wurden dabei produziert.

Diskrete Schauerbibliothek					
Energie [PeV]	Teilchen	Winkel			
		0°	6°	12°	18°
0,3	p	210	60	60	60
	α	150	60	60	60
	O	105	-	-	-
	Fe	420	60	60	60
0,5	p	200	-	-	-
	α	100	50	50	50
	O	100	50	50	50
	Fe	200	50	50	40
0,75	p	200	-	-	-
	α	100	50	50	50
	O	90	50	50	50
	Fe	200	-	-	-
1,0	p	72	-	-	-
	α	48	17	25	10
	O	50	20	20	10
	Fe	100	-	-	-
3,0	p	92	-	-	-
	α	48	20	20	10
	O	50	20	20	10
	Fe	100	-	-	-
7,5	p	27	-	-	-
	α	15	-	-	-
	O	30	-	-	-
	Fe	30	-	-	-
10,0	p	12	-	10	-
	α	19	-	-	-
	O	5	-	4	-
	Fe	13	-	-	-

Tabelle 2.2: Die M^{te}Carlo-Bibliothek der diskreten Luftschauer.

Spektrale Schauerbibliothek				
Energie [PeV]	γ	Teilchen	Winkel	
			6°	12°
0,05 - 0,3	0,0	p	300	300
		α	300	300
		O	300	300
		Fe	300	300
0,3 - 1,0	0,0	p	800	800
		α	800	800
		O	800	800
		Fe	800	800
1,0 - 2,5	1,0	p	150	150
		α	150	150
		O	150	150
		Fe	150	150
2,5 - 6,3	1,0	p	90	90
		α	90	90
		O	90	90
		Fe	90	90
6,3 - 13,0	1,0	p	90	90
		α	90	90
		O	90	90
		Fe	90	90

Tabelle 2.3: Überblick der spektral mit $E^{-\gamma}$ simulierten Luftschauer.

⁶Die Gesamtzeit wurde für eine HP-Workstation 9000/780 abgeschätzt. Die Simulation eines 1 PeV-Hadronenschauers benötigt auf einer solchen Maschine etwa 3 Stunden CPU-Zeit. Die Simulationsdauer skaliert näherungsweise linear mit der Primärenergie mit einer Steigung von $\approx 0,15$ Minuten pro TeV. Durch den Einsatz mehrere Workstations und Personalcomputers konnte die M^{te}Carlo-Bibliothek in weniger als 2 Jahren Echtzeit erzeugt werden.

2.3 Luftschauerexperimente

Die Ergebnisse von Luftschauerexperimenten sind mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet. Im Gegensatz zu Satellitenexperimenten wird hierbei die Energie und Masse von kosmischen Primärteilchen indirekt über die in einem ausgedehnten Luftschauer erzeugten Sekundärteilchen ermittelt. Da der Übergangsbereich zwischen der Satelliten- und der Luftschauermeßtechnik von etwa 1 TeV bis zu einigen 100 TeV nur unzureichend erschlossen ist, können Luftschauerdaten nur bedingt mit Ergebnissen von Satellitenmessungen verglichen und überprüft werden. Die Interpretation der Luftschauerdaten beruht vollständig auf den Vorhersagen der M^teCarlo-Simulationsrechnungen – mit den damit verbundenen systematischen Unsicherheiten auf Grund der Modellierung der hadronischen Wechselwirkungsprozesse. Um so bedeutender ist es für die Luftschauermeßtechnik, durch Anwendung unterschiedlicher Methoden und der Berücksichtigung verschiedener Observablen die Interpretation der Ergebnisse zu überprüfen. Zwei Experimente, die durch Messung der verschiedenen Luftschauerkomponenten in der Lage sind, solche Konsistenztests detailliert durchzuführen, sollen im Folgenden stellvertretend für die in diesem Bereich der Astroteilchenphysik gängigen experimentellen Techniken beschrieben werden: das KASCADE-Experiment und ein in Dugway (Utah, USA) aufgebauter Komplex mehrere Detektoren. Das HEGRA-Experiment wird explizit im nächsten Kapitel vorgestellt.

Mit dem KASCADE-Experiment [KLAGES ET AL 97] werden die elektromagnetische, die myonische und die hadronische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers gleichzeitig vermessen. Die elektromagnetische und die myonische Komponente werden durch Szintillationszähler nachgewiesen, die in einer Matrix aus 16×16 Detektorstationen auf einer Fläche von $200 \text{ m} \times 200 \text{ m}$ angeordnet sind. In der Mitte des Geländes befindet sich ein Kalorimeter ($16 \text{ m} \times 20 \text{ m} \times 2,2 \text{ m}$) zum Nachweis der hadronischen Komponente. Es besteht aus 8 Detektorlagen, zwischen denen sich jeweils eine Absorberschicht aus Eisen mit einer Gesamtdicke von etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen befindet. Aus den gemessenen Größen werden die differentiellen Flußspektren der Elektronen, Myonen und Hadronen auf Beobachtungsniveau bestimmt. Verschiedene Verfahren wurden entwickelt, um aus den Elektron- und Myonzahlen die Energie und Masse der Primärteilchen zu bestimmen (siehe z. B. [GLASSTETTER ET AL 99, ROTH 99, WEBER 99]). Bei diesen Analysen wird ausgenutzt, daß Luftschauer von leichten Primärteilchen auf Beobachtungsniveau mehr Elek-

tronen und weniger Myonen enthalten als Luftschauer schwerer Kerne.

Die Zuverlässigkeit der hadronischen Wechselwirkungsmodelle des **corsika**-Programmes läßt sich gut durch Analyse der mit dem Hadron-Kalorimeter gewonnenen Daten testen. Dazu werden Observable der hadronischen Komponente eines ausgedehnten Luftschauers – wie z. B. die Lateralverteilung der Hadronen oder die Anzahl der Hadronen auf Beobachtungsniveau – in Intervallen der Elektron- oder Myonzahl untersucht und mit Vorhersagen der jeweiligen Modelle verglichen [HÖRANDEL ET AL 99A]. Durch Analyse der myonischen und hadronischen Triggerraten können Rückschlüsse über die Gültigkeit der in den hadronischen Modellen verwendeten Wechselwirkungsquerschnitte gezogen werden [RISSE ET AL 99].

Der Detektorkomplex in Dugway (Utah) verfügt ebenfalls über eine Matrix aus Szintillationszählern (CASA⁷) und Myondetektoren (MIA⁸) zum Nachweis der elektromagnetischen und der myonischen Komponente [GLASMACHER ET AL 99A]. Das Čerenkovlicht ausgedehnter Luftschauer wird mit DICE⁹ [BORIONE ET AL 94] und BLANCA¹⁰ [CASSIDY ET AL 97] vermessen. DICE besteht aus zwei Čerenkovteleskopen (vergleiche Kapitel 3), die das Čerenkovlicht stereoskopisch beobachten. Da bei dieser Technik ein räumliches Abbild der longitudinalen Entwicklung aufgezeichnet wird, kann die Höhe des Schauermaximums in der Erdatmosphäre – ein Maß für die Masse des Primärteilchens – aus geometrischen Überlegungen abgeleitet werden. BLANCA besteht wie der AIROBICC-Detektor des HEGRA-Experimentes (siehe nächstes Kapitel) aus einer Matrix offener Photomultiplier, die in klaren, mondlosen Nächten betrieben werden. Die Höhe des Schauermaximums wird hier ähnlich wie in Abschnitt 7.1.1 beschrieben aus der Steigung der Lateralverteilung der Čerenkovphotondichte ermittelt.

Neben dem Čerenkovlicht wird auch das bei einem ausgedehnten Luftschauer entstehende Fluoreszenzlicht mit dem Fly's Eye-Detektor bzw. dem Nachfolgeexperiment HiRes gemessen [ABU-ZAYYAD 00]. Ziel der Messungen ist es, die Höhe des Schauermaximums als Funktion der Primärenergie zu bestimmen. Diese Technik kann jedoch nur oberhalb von 10^8 GeV eingesetzt werden.

⁷Chicago Air Shower Array

⁸MIchigan Array

⁹Dual Imaging Cherenkov Experiment

¹⁰Broad Lateral Non-imaging Cherenkov Array

Kapitel 3

Das HEGRA-Experiment

Das HEGRA-Experiment ist auf der kanarischen Insel La Palma auf dem Gelände des Instituto Astrofísico de Canarias (IAC) aufgebaut. Die Anlage befindet sich in einer Höhe¹ von 2240 m über Meeressniveau auf dem Roque de Los Muchachos. Dieser Standort gewährleistet auf Grund der Insel- und Berglage sehr gute atmosphärische Bedingungen, die insbesondere bei der Messung des Čerenkovlichts von Bedeutung sind. Das Experiment wurde im Jahre 1988 zunächst mit 37 Szintillationszählern aufgebaut. Die ursprüngliche Matrix wurde bis 1991 auf 167 Zähler vergrößert und durch eine weitere Matrix aus 76 Detektoren – das sogenannte *Hamburger Feld* – verdichtete (1995). Das AIROBICC²-Feld wurde zunächst 1992 mit 49 Detektoren installiert und bis 1998 auf 97 Detektoren vergrößert. Ein detaillierter zeitlicher Ablauf der Installation des Szintillator- und AIROBICC-Feldes findet sich in [KRAWCZYNSKI97]. Zum Zeitpunkt der Messung des für die Analysen dieser Arbeit verwendeten Datensatzes (1995-1997) waren noch 17 Geiger-Türme, 6 Čerenkovteleskope und 10 CRT³-Detektoren auf dem Gelände installiert. Ein Überblick des HEGRA-Experimentes ist in Abbildung 3.1 dargestellt. In den folgenden Abschnitten werden die Detektorkomponenten des HEGRA-Experimentes vorgestellt.

3.1 Das Feld der Szintillationszähler

Das Feld der Szintillationszähler besteht aus 243 Detektoren, die auf einer Fläche von 200 m × 200 m verteilt sind. Das Szintillatorfeld selbst gliedert

¹Die Atmosphärendicke beträgt 793 g/cm².

²**AIROBICC: AIR Shower Observation By angle Integrating Čerenkov Counters**

³**CRT: Cosmic Ray Tracking**

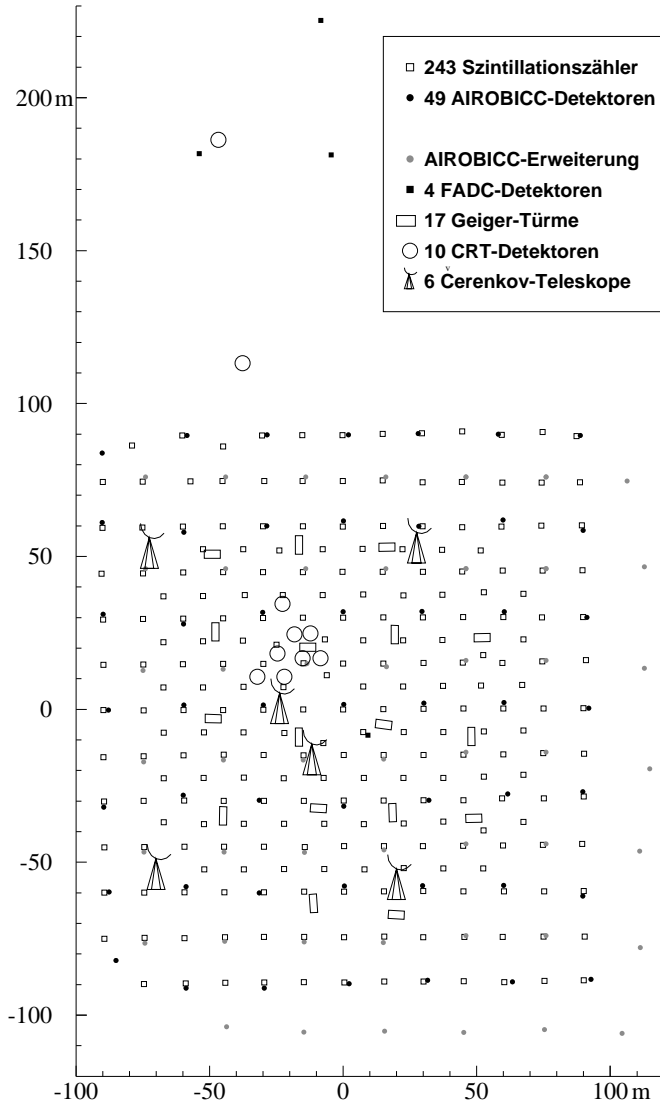


Abbildung 3.1: Schematischer Überblick des HEGRA-Experimentes. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen wurden nur die ursprünglichen 49 AIROBICC-Detektoren und die Szintillationszähler verwendet.

sich in zwei Anordnungen mit 167 Zählern auf einem regelmäßigen Gitter mit 15 m Abstand und einem zweiten Feld von 76 Detektoren, die um 7,5 m versetzt zu den Punkten des ersten Gitters aufgestellt wurden. Die eingesetzten Zähler bestehen hauptsächlich aus einem Plastikszintillator mit einer Grundfläche von $1,0\text{ m}^2$ bzw. $0,92\text{ m}^2$ und einer Dicke von $0,03\text{ - }0,05\text{ m}$, sowie aus zwei Photomultipliern⁴ (die Detektoren der Verdichtungsmatrix werden nur durch einen Photomultiplier ausgelesen). Szintillator und

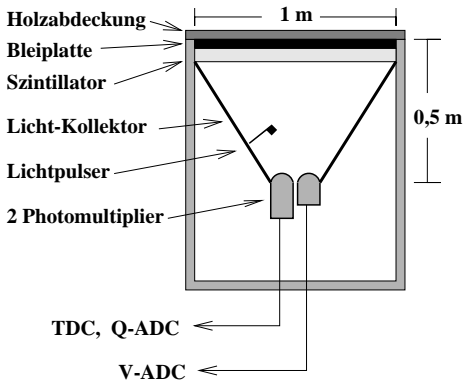


Abbildung 3.2: Skizzierter Aufbau eines Szintillationsdetektors.

Photomultiplier sind, wie in Abbildung 3.2 skizziert, von einem mit reflektierender Farbe angestrichenem Konus umgeben. Innerhalb dieses Konus befindet sich eine Leuchtdiode (LED), mit deren Hilfe eine Zeitkalibration durchgeführt wird. Die gesamte Anordnung ist in einer lichtdichten Metallbox installiert. Oberhalb des Plastikszintillators befindet sich eine 5 mm dicke Bleiplatte, entsprechend etwa einer Strahlungslänge. Mit Hilfe dieser

Platte werden Photonen durch Paarerzeugung in Elektron-Positron-Paare konvertiert, wodurch die Zeitauflösung verbessert werden kann [ECKMANN 91]. Die im Plastikszintillator erzeugten Lichtblitze werden durch zwei Photomultiplier ausgelesen. Ein schneller Photomultiplier registriert die Ankunftszeiten der eintreffenden Schauerteilchen sowie die im Szintillator deponierte Energie. Das Ausgangssignal wird zu einem **CFD** (**C**onstant **F**raction **D**iskriminator) weitergeleitet, der bei Erreichen einer einstellbaren Schwelle ein Rechtecksignal erzeugt. Die Zeit zwischen dem Erreichen dieser Schwelle und einem gemeinsamen Referenzzeitpunkt wird für jede Detektorstation durch **TDCs** (**T**ime to **D**igital **C**onverter) gemessen. Die im

⁴Ein Photomultiplier besteht aus einer Photokathode, die an einen Sekundärelektronenvervielfacher angeschlossen ist. Lichtblitze können auf der Photokathode Elektronen herauslösen, die durch den Sekundärelektronenvervielfacher in meßbare elektrische Signale umgewandelt werden.

Szintillator deponierte Energie wird mit einem ladungssensitiven **Q-ADC** (**A**nalog to **D**igital **C**onverter) digitalisiert. Da der dynamische Bereich dieses Photomultipliers jedoch nur für Signale kleiner Amplituden ausgelegt ist, wird noch ein zweiter Photomultiplier zur Vermessung großer Amplituden eingesetzt. Ein spitzenempfindlicher V-ADC verarbeitet dessen Ausgangssignale. Bei den 76 Detektorstationen der Verdichtung, die nur über einen Photomultiplier verfügen, wird das Ausgangssignal an einer Dynode und der Anode ausgekoppelt. Der dynamische Bereich, der auf diese Weise erschlossen werden kann, ist jedoch im Vergleich zu den anderen Szintillatorstationen gering. Daher werden in der vorliegenden Arbeit bei der Rekonstruktion der Luftschauergrößen die Signalamplituden der Detektoren der Verdichtung nicht berücksichtigt.

3.2 Das Feld der AIROBICC-Detektoren

Die AIROBICC-Detektoren bestehen hauptsächlich aus einem offenen Photomultiplier, der von einem Winston-Konus umgeben ist. Die AIROBICC-Detektoren werden in klaren, mondlosen Nächten betrieben, um das von ausgedehnten Luftschauern erzeugte Čerenkovlicht zu registrieren.

Zunächst sind im Jahre 1992 49 AIROBICC-Detektoren auf einem 7×7 Gitter mit einer Gitterlänge von 30 m angeordnet und in das bestehende Szintillatorfeld eingebettet worden. Ab 1996 wurde die Anzahl der AIROBICC-Detektoren auf 77 und schließlich in 1998 auf 97 erhöht. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen wurde lediglich das ursprüngliche Feld von 49 Detektoren benutzt, da sich der Betrieb der zusätzlichen Zähler zum Zeitpunkt der Datennahme noch in einer Testphase befand. Der Photomultiplier und der Winston-Konus sind in einer Metallbox untergebracht, deren Deckel mit Hilfe eines Spindelmotors geöffnet werden kann (siehe Abbildung 3.3). Der Photomultiplier ist eine Spezialanfertigung der Firma Hamamatsu und hat einen Durchmesser von etwa 20 cm. Der Winston-Konus reflektiert und sammelt Čerenkovlicht, das nicht direkt die Photokathode trifft. Durch den Winston-Konus ist das Gesichtsfeld eines AIROBICC-Detektors auf etwa ein Steradian begrenzt. Der Photomultiplier ist mit einem Blaufilter bedeckt, der Untergrundsignale durch Sternenlicht reduzieren soll. Zusätzlich befindet sich noch eine LED oberhalb des Photomultipliers, um Signallaufzeiten abgleichen zu können.

Im Gegensatz zum Großteil der Szintillatorstationen wird bei den

AIROBICC-Zählern nur ein Photomultiplier benutzt, der die Čerenkovlichtsignale nachweist. Um trotzdem einen hohen dynamischen Bereich zu erschließen, wird das Ausgangssignal des Photomultipliers geteilt und über zwei Kanäle ($V1$ und $V1 + V2$ in Abbildung 3.3) mit unterschiedlich großer Verstärkung weiterverarbeitet. Diese werden entsprechend ihrer Verstärkung als $\text{High}_{\text{gain}}$ - und Low_{gain} -Kanal bezeichnet. Abschnitt 4.2.2 widmet sich speziell der relativen Kalibration dieser beiden Kanäle, weil bei früheren Analysen eine Mißkalibration zu falschen Ergebnissen geführt hat. Weitere Details über die AIROBICC-Detektoren sind in [KARLE 94] dokumentiert.

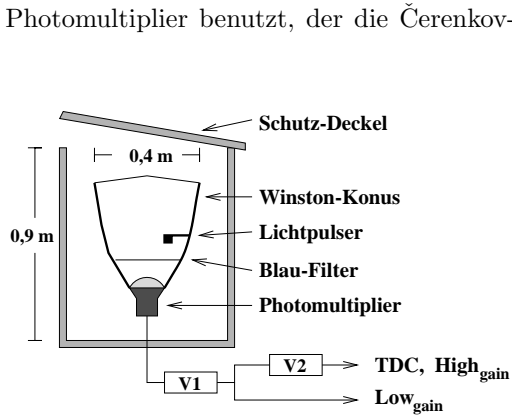


Abbildung 3.3: Querschnitt durch einen AIROBICC-Detektor.

Im Jahre 1994 wurden Messungen mit vier zusätzlichen AIROBICC-Detektoren durchgeführt, von denen drei etwa 180 - 260 m entfernt vom Feldzentrum aufgebaut waren. Aus der Bestimmung der Ankunftszeitverteilungen der Čerenkovphotonen mit einem Flash-ADC-System wurden dann Analysen zur chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung durchgeführt [HAUSTEIN 96].

3.3 Weitere Detektoren des HEGRA-Experimentes

3.3.1 Das Feld der Geiger-Türme

Zwischen den Szintillations- und AIROBICC-Zählern sind auf einem Gitter mit 30 m Gitterabstand 17 sogenannte *Geiger-Türme* untergebracht. Ein Geigerturm besteht aus sechs Lagen Geigerzählrohren. Die oberen beiden Lagen sind jeweils mit einer Lage Bleiplatten bedeckt. Mit den Geigertürmen werden Spuren von Myonen und in den oberen Lagen auch von

hochenergetischen Elektronen/Positronen aufgezeichnet. Prinzipiell kann die Information über die Multiplizitäten und Ankunftszeiten von Myonen in einem ausgedehnten Luftschauer für die Analyse zur Zusammensetzung der kosmischen Strahlung herangezogen werden, zum Zeitpunkt der Datennahme von 1995 bis 1997 waren die Geigertürme jedoch in einem schlechtem Betriebszustand bzw. bereits abgeschaltet. Details über die Geigertürme sowie eine Analyse von Geigerturm-Daten zum Energiespektrum und zur chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung finden sich in [WIEBEL-SOOTH 98].

3.3.2 Die Čerenkov-Teleskope

Auf dem HEGRA-Gelände sind sechs Čerenkovteleskope installiert, von denen fünf (CT2 bis CT6) in einem stereoskopischen System betrieben werden. Das zuerst installierte Teleskop (CT1) unterscheidet sich in der Bauart von den anderen Teleskopen und ist daher nicht in das System integriert.

Ein Čerenkovteleskop besteht aus einem System von Spiegeln, in deren Fokalebene eine Kamera angebracht ist. Die Spiegel und die Kamera sind auf einem drehbaren Gestell montiert, wodurch prinzipiell eine Beobachtung des gesamten Himmels über dem HEGRA-Gelände möglich ist. Durch die Bauart dieser Teleskope, die auch als **Imaging Air Čerenkov Teleskopes (IACT)** bezeichnet werden, kann – im Gegensatz zu den AIROBICC-Detektoren – eine Abbildung der longitudinalen Schauerentwicklung aufgezeichnet werden. Die Höhe des Schauermaximums in der Erdatmosphäre läßt sich geometrisch aus der Intensitätsverteilung des Kamerabildes ableiten.

Ein Systemteleskop besteht aus 30 Einzelspiegeln mit einer Fokallänge von etwa 5 m, die eine Gesamtspiegelfläche von $8,5 \text{ m}^2$ ergeben. Die Kamera ist aus speziell gefertigten Photomultipliern aufgebaut und besitzt 271 Pixel. Für das Einzelteleskop CT1 wurden 18 Spiegel mit sechseckigem Querschnitt verwendet, die eine Gesamtfläche von 5 m^2 ergeben. Die Signalauslese erfolgt über eine Kamera mit 127 Pixeln. Für Details der Čerenkovteleskope sei auf [DAUM ET AL 98] und [MIRZOYAN ET AL 94] verwiesen.

Die Čerenkovteleskope werden eingesetzt, um TeV- γ -Strahlung von galaktischen (z. B. Crab-Nebel) oder extragalaktischen Objekten (z. B. Mkn501)

zu beobachten. Die Daten können jedoch auch genutzt werden, um Analysen zum Energiespektrum und zur Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im GeV- bis TeV-Bereich durchzuführen. In [HEMBERGER 98] wird ein mit Hilfe der Čerenkovteleskope gemessenes Energiespektrum von Protonen vorgestellt.

3.3.3 Die CRT-Detektoren

Ein **Cosmic-Ray-Tracking-Driftkammer-Detektor**, kurz **CRT-Detektor**, besteht aus zwei $2,5\text{ m}^2$ großen kreisförmigen Driftkammern. Die beiden Driftkammern sind in einem gasdichten Metallgehäuse übereinander angebracht und mit einer 10 cm dicken Eisenplatte voneinander getrennt. Jede Kammer ist mit sechs Auslesedrähten und segmentierten Kathodenstreifen bestückt, so daß Spuren von hochenergetischen Teilchen dreidimensional rekonstruiert werden können. Insgesamt befinden sich zehn CRT-Detektoren auf dem HEGRA-Gelände – in einem etwa 600 m^2 großen Gebiet nahe des Feldzentrums [BERNLÖHR ET AL 98].

Unter Verwendung der mit den HEGRA-Szintillationsdetektoren gemessenen Teilchenzahl, der Schauerrichtung und der Kernortposition werden die radialen Winkelverteilungen der Myonen bezüglich der Schauerachse aufgezeichnet und analysiert. Die mittlere Winkelverteilung ist mit der mittleren Produktionshöhe der Myonen und damit indirekt mit der longitudinalen Schauerentwicklung verknüpft. Aus dem Vergleich der gemessenen Winkelverteilungen mit M^{te} Carlo-Simulationen in Intervallen der rekonstruierten Teilchenzahl kann die chemische Zusammensetzung bestimmt werden [BERNLÖHR ET AL 98].

3.4 Die Datennahme der Feld-Detektoren

In klaren mondlosen Nächten werden die Szintillationszähler und die AIROBICC-Detektoren gemeinsam betrieben. Die Datennahme wird in zeitlich zusammenhängende Einheiten – den sogenannten *Runs* – eingeteilt. Ein Run besteht aus *Subruns* mit jeweils 50000 Luftschauserereignissen. Zu Beginn eines Subruns werden in einem sogenannten *Kalibrationsrun* die Signallaufzeiten der mit den Lichtpulsern generierten Signale vermessen und die Pedestale⁵ werden durch zufälliges Starten der Datennahme aufgezeichnet. Ein Subrun dauert typischerweise 50 min bzw.

⁵Das Pedestal bezeichnet das Nullrauschen der gesamten Ausleseketten.

35 min – nachdem 1998 eine neue Datennahme-Software mit deutlich geringerer Totzeit installiert wurde. Die Rate mit der in einem AIROBICC-Run Luftschauerereignisse aufgezeichnet werden beträgt etwa 25-30 Hz.

Ein Luftschauer-Ereignis kann sowohl durch die Szintillations- als auch durch die AIROBICC-Stationen ausgelöst (*getriggert*) werden. Maßgeblich hierfür ist, wie viele der jeweiligen Stationen innerhalb eines gegebenen Zeitfensters Signale nachgewiesen haben, die über der Schwelle des CFD liegen. Eine Triggerlogik, die sogenannte *Majority-Logik* entscheidet, ob

- innerhalb eines Zeitfensters von 200 ns mehr als sechs AIROBICC-Hütten registriert werden mit einem Amplitudensignal, das etwa einen Faktor vier über dem Beitrag des Nachthimmelrauschens liegt (siehe auch [KARLE 94]), oder
- mehr als 14 Szintillationszähler innerhalb von 150 ns ein Teilchensignal größer $0,3 \text{ MIP}^6$ nachweisen.

Wenn eine der beiden Triggerbedingungen erfüllt ist, werden zeitgleich alle TDCs gestartet. Die Signale der einzelnen Hütten stoppen die TDCs. Dabei wird eine zusätzliche einheitliche Verzögerungszeit hinzugefügt, die ausreicht, den Trigger zu bilden. Bei erfüllter Triggerbedingung werden neben den TDCs auch die ADCs ausgelesen. Eine Besonderheit ergibt sich für den $\text{High}_{\text{gain}}$ -Kanal der AIROBICC-Detektoren, da dessen Signal bedingt durch die hohe Verstärkung besonders anfällig für das Nachthimmelrauschen ist. Daher triggert der CFD ein lineares Gate, das nur für die Signaldauer von etwa 25 ns geöffnet ist und den Signalweg zum ADC frei gibt.

⁶Für die Definition eines MIP siehe Kapitel 4.1.2

Kapitel 4

Rekonstruktion von Schauerparametern mit den AIROBICC- und den Szintillationsdetektoren

Die in den Datennahmeruns und Kalibrationsruns gewonnenen Daten werden *offline* ausgewertet und aufbereitet, um die rekonstruierten Schauerparameter für weitere Analysen zur Verfügung zu stellen. Mit den in Hamburg entwickelten Programmen `fbconvert` und `fbcalib` wird die Kalibration der vorliegenden Daten durchgeführt. Das Programm `fbrecons` rekonstruiert aus den kalibrierten Zeit- und Amplitudensignalen die fundamentalen Schauerparameter. Einige dieser Parameter – wie z. B. die Einfallrichtung des Primärteilchens – werden durch die beiden unabhängigen Detektorsysteme der AIROBICC- und Szintillationszähler gleichzeitig vermessen. Fehlerhaft rekonstruierte Größen lassen sich durch deren Vergleich identifizieren.

In diesem Kapitel werden die Schritte vorgestellt, die nötig sind, um aus den Meßgrößen die Schauerparameter zu rekonstruieren. Die Kalibration der Zeit- und Signalamplituden und die Algorithmen zur Bestimmung der Schauerparameter werden separat für die Szintillator-Matrix und das AIROBICC-Feld beschrieben. Die Verfahren zur Bestimmung der Schauerparameter aus den kalibrierten Meßgrößen werden vorgestellt. Insbesondere mußten bei der Rekonstruktion aus den AIROBICC-Daten einige Veränderungen an bestehenden Algorithmen vorgenommen werden.

4.1 Auswertung der Meßdaten der Szintillationszähler

4.1.1 Die Zeitkalibration

Während eines Kalibrationsruns werden zunächst die TDCs kalibriert. Dabei startet und stoppt ein zentrales Modul die TDCs mit zwei Pulsen. Durch Variation des zeitlichen Abstands dieser beiden Pulse kann der gesamte dynamische Bereich der TDCs vermessen werden.

Die Szintillationszähler sind jeweils über etwa 150 m lange Signalkabel mit der Datennahme verbunden. Um Unterschiede in den Signallaufzeiten, verursacht durch Differenzen in den Kabellängen bzw. durch Schwankungen der Kabeltemperaturen, zu ermitteln, wird eine Zeitkalibration durchgeführt. Dazu werden die LEDs in den Szintillationszählern über einen zentralen Pulser angesteuert. Die Laufzeiten der LED-Signale werden mit dem TDC aufgezeichnet.

4.1.2 Die Amplitudenkalibration

Die Amplitudenkalibration beinhaltet die Festlegung des logischen Nullpunktes (Pedestal) von V-ADC und Q-ADC, die Abbildung der V-ADC-Skala auf die Q-ADC-Skala, sowie die absolute Kalibration dieser Skala. Zur Bestimmung des Q-ADC-Pedestals wird während eines Kalibrationsruns die Signalauslese der ADCs zufällig gestartet. Der Mittelwert der Verteilung der so registrierten ADC-Kanäle entspricht dem Pedestalwert. Zur Bestimmung des V-ADC-Pedestals werden Daten aus tatsächlich gemessenen Luftschaereignissen analysiert. Dabei werden die Einträge in den V-ADCs gegen die Einträge des Q-ADCs aufgetragen. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, lassen sich diese Werte im gemeinsamen Übergangsbereich zwischen 80 und

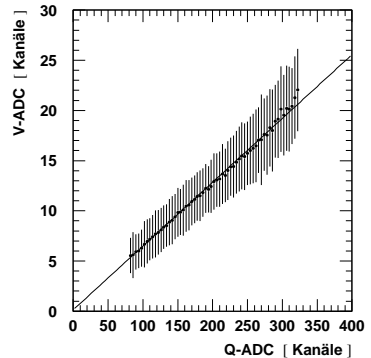


Abbildung 4.1: V-ADC-Kanäle aufgetragen gegen Q-ADC-Kanäle für eine Szintillatorstation.

300 Q-ADC-Kanälen durch eine Gerade beschreiben. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der y-Achse definiert das Pedestal des V-ADCs. Der Wert der Geradensteigung gibt den Umrechnungsfaktor zwischen V-ADC und Q-ADC an. Die ADC-Skala eines jeden Szintillationszählers kann mit Hilfe des sogenannten MIP-Peaks¹ absolut kalibriert werden. Das Energieverlustspektrum minimal ionisierender Teilchen in einem dünnen Absorber wird gut durch die sogenannte Landauverteilung beschrieben. Das Maximum dieser Verteilung wird als MIP-Peak bezeichnet, wobei seine Lage dem wahrscheinlichsten Energieverlust minimal ionisierender Teilchen² entspricht. Durch Anpassung einer Parabel wird die Position des MIP-Peaks in allen Zählern bestimmt.

Oberhalb von etwa 300 MIPs zeigen die Szintillationszähler Sättigungseffekte. Diese werden bei der Rekonstruktion der Schauerparameter berücksichtigt. Das Verfahren hierzu ist im Anhang A dargestellt.

4.1.3 Rekonstruktion von Schauerparametern aus der Teilchenfront

Nach der Zeit- und Amplitudenkalibration der einzelnen Detektorstationen können nun die fundamentalen Parameter der Schauerteilchenfront rekonstruiert werden:

- Der Schauerkernort
- Die Richtung des einfallenden Primärteilchens
- Die laterale Verteilung der Schauerteilchendichte

4.1.3.1 Der Schauerkernort

Der Schauerkernort ist der Schnittpunkt der Verlängerung der Einfallsrichtung des kosmischen Primärteilchens mit der Beobachtungsebene. Er

¹**MIP-Peak** steht für **Minimum Ionizing Particle Peak**

²Tatsächlich werden in den Szintillationszählern fast ausschließlich Elektronen, Positronen und γ -Quanten gemessen. Der Anteil *echter* minimal ionisierender Teilchen (wie z. B. Myonen) ist im Vergleich dazu gering. Die Kalibration der ADC-Skala dient jedoch lediglich der Festlegung einer einheitlichen Skala für alle Zähler. Im Kapitel 6 werden Bedingungen eingeführt, die es erlauben, die so gefundene Skala in gemessene Teilchen umzurechnen.

wird vom Zentrum des HEGRA-Feldes gemessen und in kartesischen Koordinaten (x,y) angegeben. Da die laterale Teilchendichte durch eine radialsymmetrische Verteilung mit dem maximalen Wert im Zentrum, dem Schauerkernort, beschrieben werden kann, eignet sich ein Schwerpunktsverfahren, um mit Hilfe der Szintillationszähler den Schauerkernort zu bestimmen. D. Dommenget hat im Rahmen einer Diplomarbeit am II. Institut für Experimentalphysik in Hamburg ein modifiziertes Schwerpunktsverfahren entwickelt, das für die hier dargestellten Analysen benutzt wurde [DOMMENGET 96]. Bei diesem Verfahren wird zunächst der Zähler Z_{\max} mit dem größten Eintrag bestimmt. Dieser liefert in der Regel schon eine grobe Schätzung für den wahren Schauerkernort. Für die endgültige Berechnung des Schwerpunktes werden nur Zähler berücksichtigt, die innerhalb einer festgelegten Umgebung (der sogenannte *Rahmen*) um den Zähler Z_{\max} liegen. Die in den einzelnen Zählern gemessenen Teilchendichten werden dann gewichtet³ aufsummiert, um die ungleichmäßige Verteilung der Zähler in der Matrix zu berücksichtigen. Ist der Rahmen, beispielsweise am Rand des Detektorfeldes, nicht vollständig mit Zählern gefüllt, so werden virtuelle Zähler – sogenannte *Geisterzähler* – ergänzt, deren Eintrag durch die bestehenden Zähler abgeschätzt wird. Defekte Hütten werden in ähnlicher Weise durch sogenannte *Dummys* ersetzt.

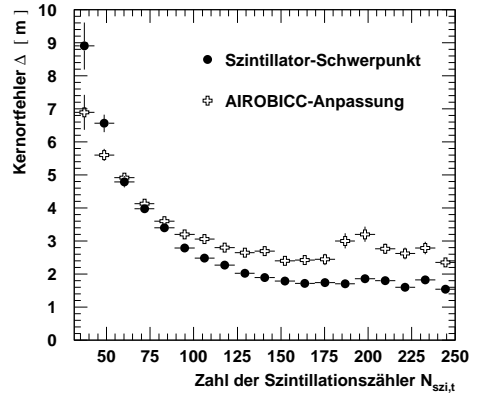


Abbildung 4.2: Der mittlere Kernortfehler $\Delta = \sqrt{(x_{\text{rek}} - x_{\text{MC}})^2 + (y_{\text{rek}} - y_{\text{MC}})^2}$ als Funktion der Anzahl der getriggerten Szintillationsstationen $N_{\text{sz},t}$. Die Punkte kennzeichnen die Ergebnisse für das Schwerpunktsverfahren mit den Szintillationszählern und das Anpassungsverfahren mit den AIROBICC-Detektoren (siehe Abschnitt 4.2.3.1). Es wurden nur M^{te} Carlo-Schauer berücksichtigt, deren wahrer Kernort $\max(|x_{\text{MC}}|, |y_{\text{MC}}|)$ weniger als 80 m vom HEGRA-Feldzentrum entfernt liegt.

Mit dem Schwerpunktsverfahren der Szintillationszähler werden die Schau-

³Die Gewichte werden durch die erste Brillouin-Zone definiert.

erkernorte, die tatsächlich innerhalb des Detektorfeldes liegen, ausreichend gut bestimmt (siehe Abbildung 4.2). Da der Schwerpunkt *per definitionem* jedoch nur innerhalb des Detektorfeldes liegen darf, kann das Verfahren Kernorte außerhalb des Feldes nicht rekonstruieren. Um eine Abschätzung auch für solche Kernorte zu erhalten, kann prinzipiell eine Anpassung der NKG-Funktion nach Gleichung 2.2 an die Lateralverteilung der Teilchendichten mit dem Kernort, dem age-Parameter und der Gesamtteilchenzahl als freie Parameter durchgeführt werden. Die steil abfallende Lateralverteilung der Teilchendichten, sowie die starken Fluktuation der Teilchenzahlen in den Ausläufern der Verteilung erschweren jedoch bei einem solchen Verfahren eine befriedigende Rekonstruktion der Schauerkernortpositionen außerhalb des HEGRA-Feldes. Eine ähnliche Methode, bei dem der Schauerkernort durch eine Anpassung einer Exponentialverteilung an die Lateralverteilung der Čerenkovphotonen ermittelt wird, vermag Schauerzentren außerhalb des HEGRA-Geländes mit deutlich geringerem Fehler zu rekonstruieren. Diese Methode wird in Abschnitt 4.2.3.1 vorgestellt. Der zugehörige mittlere Rekonstruktionsfehler als Funktion der Zahl der getriggerten Szintillatorstationen ist bereits in Abbildung 4.2 mit eingezeichnet.

4.1.3.2 Die Einfallsrichtung des Schauers

Die Schauerrichtung des einfallenden Primärteilchens wird durch eine χ^2 -Anpassung einer theoretischen Schauerfront an die in den Detektorstationen gemessenen Ankunftszeiten ermittelt. Die Anpassung wird wiederholt durchgeführt, wobei Zähler, deren Zeitsignal mehr als 3% bzw. mehr als 15,8% vom theoretischen Erwartungswert abweichen, von der Anpassung ausgeschlossen werden. Details zur Bestimmung der Schauerrichtung, insbesondere zur Modellierung der theoretischen Anpassungsfunktion finden sich in [KRAWCZYNSKI 97]. Dort wird die mittlere Winkelauflösung für hadroninduzierte Schauer mit $\sigma_{63\%} = 1,0^\circ$ angegeben.

4.1.3.3 Die Anpassung der Lateralverteilung der Teilchendichte

Wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, kann die Lateralverteilung der Teilchendichte gut durch die NKG-Funktion beschrieben werden. In einem Maximum-Likelihood-Verfahren wird die NKG-Funktion (Gleichung 2.2) an die gemessenen Signalamplituden unter Variation des Schaueralters age und der Gesamtteilchenzahl N_s angepaßt. N_s bezeichnet hierbei die Gesamtteilchenzahl, die nach Passieren der Bleiabdeckungen in den Szintillationszählern gemessen wird. Das Verhältnis der gemessenen Teilchen-

zahl N_s und der tatsächlichen Teilchenzahl des Luftschauers N_e hängt geringfügig von der Höhe des Schauermaximums ab und beträgt 1,5 bis 1,6. Da das Anpassungsverfahren für 243 Szintillationszähler sehr zeitaufwendig ist, werden Zähler, die mehr als 10 m vom Schauerzentrum entfernt sind, in konzentrische Ringe von 10 m Breite zusammengefaßt. Für jeden Ring wird dann ein effektiver Abstand zum Schauerzentrum sowie eine gemittelte Teilchendichte berechnet. Lediglich Zähler mit einem Abstand zum Schauerzentrum zwischen 5 und 10 m werden in der Anpassung als Einzelzähler behandelt. Zähler mit Abständen von weniger als 5 m werden nicht berücksichtigt.

4.2 Auswertung der Meßdaten der AIROBICC-Detektoren

4.2.1 Die Zeitkalibration

Analog zum Verfahren mit den Szintillationsdetektoren werden die TDCs der AIROBICC-Zähler kalibriert und die Signallaufzeiten in den Kabeln mit Hilfe von Lichtpulsern bestimmt. Zusätzlich wird noch anhand gemessener Luftschauerdaten eine Feinabstimmung der relativen Ankunftszeiten durchgeführt. Eine solche Feinabstimmung ist bei den AIROBICC-Detektoren im Gegensatz zu den Szintillationszählern sinnvoll, weil die Čerenkovphotonen in einer zeitlich deutlich weniger ausgedehnten Front das Beobachtungsniveau erreichen als die Schauerteilchen. Dazu werden für die ersten 5000 Ereignisse eines Runs die Abweichungen der Zeitsignale der einzelnen Hütten von einer angepaßten Schauerfront analysiert. Die Korrekturzeiten, die sich aus dieser Analyse ergeben werden für die weiteren Luftschauerereignisse verwendet. Die typische Streuung der mit diesem Verfahren ermittelten Werte beträgt 1,4 ns [PRAHL 99].

4.2.2 Die Amplitudenkalibration

Die Amplitudenkalibration der AIROBICC-Detektoren wird in Anlehnung an das Verfahren bei den Szintillationszählern durchgeführt. Beispielsweise werden die Pedestals des $\text{High}_{\text{gain}}$ - und Low_{gain} -Kanals im Kalibrationsrun durch zufälliges Starten der Datennahme ermittelt, und die Abbildung des $\text{High}_{\text{gain}}$ auf den Low_{gain} erfolgt durch Auftragung der aus Luftschauerdaten simultan gemessenen Werte. Auf Grund der verwendeten Bauteile sind jedoch einige spezielle Vorgehensweisen nötig, die im Folgenden be-

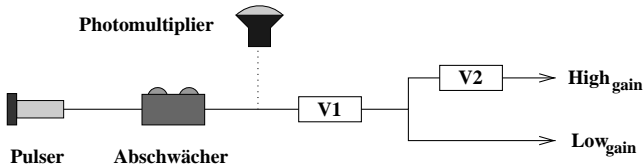


Abbildung 4.3: Testaufbau zur Bestimmung des Antwortverhaltens des $\text{High}_{\text{gain}}$ - und Low_{gain} -Kanals. Anstelle des Photomultipliers wird das Signal eines mit einem Abschwächer verbundenem Pulsers in die elektronische Kette eingespeist. V1 und V2 bezeichnen die beiden AIROBICC-Vorverstärker.

schrieben werden.

Da die Lateralverteilung der Čerenkovphotonen Information über die Energie und die Masse der Primärteilchen liefert, ist eine korrekte Kalibration der AIROBICC-Detektoren von entscheidender Bedeutung für die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit. Ein wichtiger Punkt hierbei ist die Abbildung des $\text{High}_{\text{gain}}$ - auf den Low_{gain} -Kanal sowie die Festlegung des Umschaltbereiches. Da das Antwortverhalten der AIROBICC-Vorverstärker, die seit August 1995 eingesetzt werden, linear ist, wurde in früheren Analysen eine lineare Abbildung des $\text{High}_{\text{gain}}$ - auf den Low_{gain} -Kanal gewählt. Daß eine lineare Abbildung dennoch das Antwortverhalten der gesamten Ausleseketten nicht korrekt beschreibt⁴, wurde erst durch Vergleich von Analyseergebnissen deutlich, die mit identischen Luftschauerdaten aber unterschiedlichen Programmen rekonstruiert wurden. Insbesondere der Vergleich der Energiespektren der kosmischen Strahlung, die mit dem Hamburger *fbrecons* und dem Münchner *muchachos* Rekonstruktionsprogramm gewonnen wurden, verdeutlicht, daß die nicht korrekte Abbildung der beiden Amplitudenkanäle und die Wahl verschiedener Umschaltbereiche zu unterschiedlichen Ergebnissen führt (vergleiche [HORNS 97] und [CORTINA 97]).

Im Sommer 1997 wurden daraufhin auf La Palma Testmessungen durchgeführt, um das Antwortverhalten der gesamten Signalkette vom Photomultiplier zur Datennahme zu untersuchen. Der Aufbau dieser Testmessungen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Ein batteriebetriebener Pulser,

⁴Die Nichtlinearität der Ausleseketten ist vermutlich auf den sogenannten *Splitter* zurückzuführen, der nach dem ersten AIROBICC-Vorverstärker das Signal in zwei Kanäle weiterleitet.

der ein 2 V Spannungssignal mit einer Frequenz von etwa 1 kHz generiert, wird über einen verstellbaren Abschwächer vor den ersten Vorverstärker in die Signalkette eingebaut. Die Triggerbedingung wird so eingestellt, daß auch Signale einzelner AIROBICC-Detektoren die Datennahme starten können. Um die anschließende Auswertung der Daten zu erleichtern, wird ein Testrun gestartet, bei dem für jeweils 30 sek Pulse einer bestimmten Amplitude aufgezeichnet werden. Beginnend mit der größten Amplitude werden dann die Pulssignale jeweils um 2 dB abgeschwächt, so daß der gesamte dynamische Bereich der Vorverstärker vermessen werden kann. Zur Auswertung der Testruns wird dann für jede Pulseramplitude eine Gaußverteilung an die gemessenen $\text{High}_{\text{gain}}$ - und Low_{gain} -Kanäle angepaßt, um den Mittelwert und die Streuung der Meßwerte zu ermitteln. Das Antwortverhalten des entsprechenden Kanals kann untersucht werden, indem die gemessenen Mittelwerte gegen die Eingangsamplituden aufgetragen werden. Die gemessenen Ausgangsamplituden A lassen sich in Abhängigkeit der Eingangsamplituden E gut durch eine Potenzfunktion der Form

$$A[\text{Kanäle}] = f(E) = p_0[\text{Kanäle}] \cdot \left(\frac{E}{[\text{Volt}]} \right)^{\gamma_p} \quad (4.1)$$

anpassen. Die Linearität der Ausgangskanäle kann anhand des angepaßten Exponenten γ_p der Potenzfunktion überprüft werden.

Das linke Diagramm in Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch für einen AIROBICC-Detektor die gemessenen $\text{High}_{\text{gain}}$ -Kanäle als Funktion der Eingangsamplitude. Die Linie kennzeichnet die für $\text{High}_{\text{gain}}$ -Kanäle zwischen 10 und 350 angepaßte Potenzfunktion. Die Verteilung der Exponenten für alle 45 AIROBICC-Detektoren, von denen Meßwerte zur Verfügung standen, ist im rechten Teil von Abbildung 4.4 dargestellt. Der Mittelwert der Verteilung von 1,10 mit einer Streuung (RMS⁵) der Exponenten von 0,02 zeigt, daß die Signalkette des $\text{High}_{\text{gain}}$ im betrachteten Bereich tatsächlich nichtlinear ist. Oberhalb von 350 $\text{High}_{\text{gain}}$ -Kanälen weichen die Meßwerte deutlich von diesem Verhalten ab und zeigen Sättigungseffekte. Dadurch ist zugleich der Umschaltbereich festgelegt, ab dem nur noch die im Low_{gain} -Kanal gemessenen Amplituden verwendet werden können.

Das linke Diagramm in Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch für einen AIROBICC-Detektor die gemessenen Low_{gain} -Werte als Funktion der Eingangsamplituden. Hier wurden für die Anpassung einer Potenzfunktion

⁵RMS: Root Mean Square

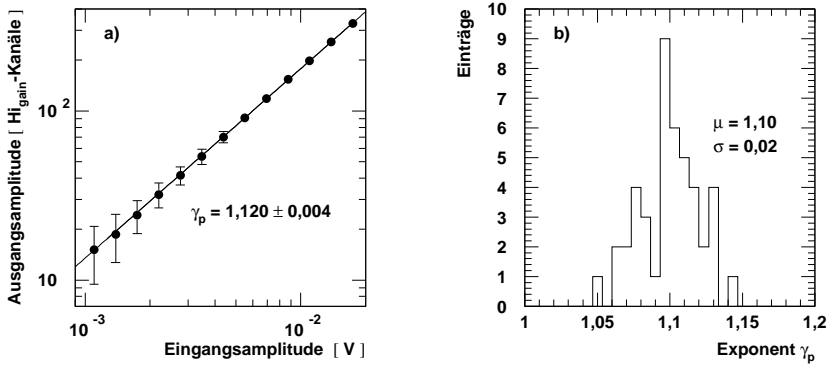


Abbildung 4.4: Ergebnis der Testmessungen für den High_{gain}-Kanal. Im linken Teilbild (a) sind exemplarisch für eine AIROBICC-Hütte die gemessenen High_{gain}-Kanäle als Funktion der Eingangsamplitude aufgetragen. Die Linie kennzeichnet die angepasste Potenzfunktion nach Gleichung 4.1 mit Exponenten γ_p . Die vertikalen Balken geben den Fehler der Mittelwerte an. Das rechte Teilbild (b) zeigt das Ergebnis der Anpassungen für γ_p von 45 vermessenen AIROBICC-Detektoren. Der Mittelwert und die Breite der Verteilung sind mit μ und σ bezeichnet.

nur Low_{gain}-Werte zwischen 10 und 550 Kanälen zugelassen. In dem grau unterlegten Histogramm in Abbildung 4.5 b) sind die angepassten Exponenten für 46 AIROBICC-Detektoren dargestellt, bei denen der Low_{gain}-Kanal vermessen wurde. Der Mittelwert der Verteilung von 1,0 belegt, daß das Antwortverhalten der Ausleseketten des Low_{gain}-Kanals in diesem Bereich linear ist. Der Wert der Streuung (RMS) der Exponenten von 0,034 wird später für die Abschätzung der systematischen Meßunsicherheiten herangezogen. Interessant ist es auch, die Anpassung nur in dem Teilbereich durchzuführen, in dem der High_{gain} auf den Low_{gain} abgebildet werden kann. Das nicht schraffierte Histogramm in Abbildung 4.5 b) zeigt die Exponenten γ_p , wenn für die Anpassung nur Low_{gain}-Werte zwischen 10 und 40 Kanälen⁶ zugelassen werden. Der Mittelwert der Verteilung dieser Exponenten beträgt 1,05. Auf Grund der Streuung der Meßwerte von 0,09 ist dieses Ergebnis jedoch ebenfalls verträglich mit einem linearen Antwortverhalten des Low_{gain}-Kanals.

⁶Der Unterschied in der Verstärkung beträgt zwischen High_{gain}- und Low_{gain}-Kanal etwa einen Faktor 10. Der Low_{gain}-Bereich zwischen 10 und 40 Kanälen entspricht somit etwa dem High_{gain}-Bereich zwischen 100 und 350 Kanälen.

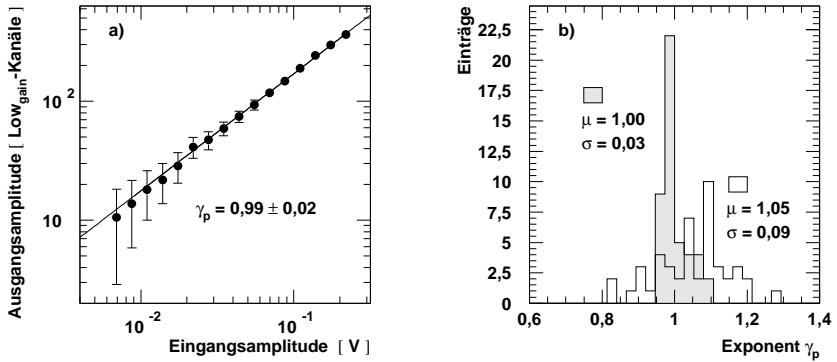


Abbildung 4.5: Ergebnis der Testmessungen für den Low_{gain}-Kanal. Teilbild a) zeigt für einen AIROBICC-Detektor die gemessenen Low_{gain}-Kanäle als Funktion der Eingangsamplitude. Die Linie kennzeichnet das Ergebnis der Anpassung einer Potenzfunktion nach Gleichung 4.1 mit Exponent γ_p . Die Verteilung der Exponenten γ_p aller Anpassungen ist in Teilabbildung b) dargestellt. Das grau unterlegte Histogramm kennzeichnet das Ergebnis für den Anpassungsbereich zwischen 10 und 550 Low_{gain}-Kanälen, das unschraffierte für Low_{gain}-Kanäle zwischen 10 und 40.

Da das Antwortverhalten des Low_{gain} linear ist, kann der High_{gain} mit einer Potenzfunktion auf den Low_{gain} abgebildet werden. Technisch wird dazu das Verhältnis von gleichzeitig gemessenen Werten des High_{gain}- und des Low_{gain}-Kanals aus realen Luftschauerdaten gegen den High_{gain}-Kanal aufgetragen. An diese Verteilung wird eine Funktion der Form

$$f(\text{High}_{\text{gain}}) = \text{High}_{\text{gain}} \cdot \left(\frac{\text{High}_{\text{gain}}}{p} \right)^{-\frac{1}{\gamma_p}} \quad (4.2)$$

unter Variation von p und γ_p angepaßt. Für die Anpassung werden nur Werte des High_{gain} zwischen 110 und 350 Kanälen berücksichtigt. Die obere Grenze ergibt sich – wie bereits beschrieben – durch den Gültigkeitsbereich für das Antwortverhalten des High_{gain}. Die untere Grenze wurde gewählt, um nicht zu kleine Amplituden des Low_{gain} in der Nähe des Pedestalwertes einfließen zu lassen⁷. Abbildung 4.6 a) zeigt exemplarisch für einen AIROBICC-Detektor die Anpassung von Funktion 4.2 an

⁷In den Kalibrationsdaten konnte eine Korrelation der Quotienten aus High_{gain}- und Low_{gain}-Wert zwischen den in einem Luftschauerereignis angesprochenen AIROBICC-Detektoren festgestellt werden. Eine systematische Verzerrung des gemessenen

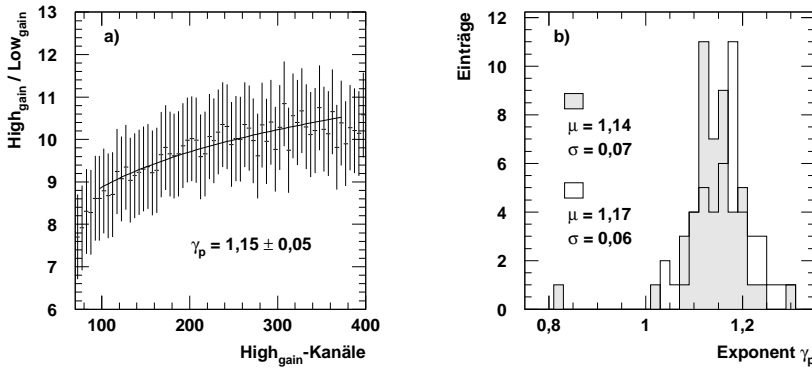


Abbildung 4.6: Die Abbildung des High_{gain}- auf den Low_{gain}-Kanal. Teilabbildung a) zeigt exemplarisch für einen AIROBICC-Detektor die Anpassung einer Funktion nach Gleichung 4.2 an die Meßwerte aus Luftschauerdaten. In b) sind die Verteilungen der angepaßten Exponenten γ_p für zwei Runs aus 1995 und 1997 dargestellt. Der jeweilige Mittelwert und die Breite der Verteilung sind mit μ und σ bezeichnet.

das Verhältnis von High_{gain} zu Low_{gain}. In diesem Fall wurde der Exponent der Potenzfunktion zu $\gamma_p = 1,15 \pm 0,05$ bestimmt. In Abbildung 4.6 b) sind die Verteilungen der in Luftschauerdaten angepaßten Exponenten γ_p der AIROBICC-Zähler für zwei aus 1995 und 1997 aufgenommenen Runs dargestellt. Die Verteilungen sind mit Mittelwerten von $1,14 \pm 0,07$ und $1,17 \pm 0,06$ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den Testmessungen. Signifikante zeitliche Abweichung von diesem Vorverstärkerverhalten wurden nicht festgestellt. Die Abbildung der High_{gain}- auf die Low_{gain}-Skala ist damit abgeschlossen. Die gemessenen High_{gain}-Kanäle werden nach Gleichung 4.2 in Low_{gain}-Kanäle umgerechnet. Für die Datenanalyse wird der High_{gain} prinzipiell nur bis zu einer Kanalzahl von 350 verwendet, bei größeren Amplituden erfolgt die Umschaltung auf den Low_{gain}.

Die absolute Kalibration der vom ADC gemessenen Kanalzahlen ist bei den AIROBICC-Detektoren wesentlich aufwendiger als bei den Szintillationszählern, weil das Spektrum der registrierten Čerenkovphotonen über

Čerenkovlicht-Spektrums durch diese korrelierten Pedestalfuktuationen ist aber nur dann gegeben, wenn der Low_{gain}-Kanal bereits ab etwa 10 statt 35 ADC-Einträgen – entsprechend etwa 100 bis 350 High_{gain}-Kanäle – verwendet wird.

keine hervortretende Struktur wie den MIP-Peak bei den Szintillationszählern verfügt. Die Kalibration erfolgt daher in drei Schritten:

1. Die Zähler werden untereinander abgeglichen.
2. Ein Skalenfaktor κ_{abs} für die Umrechnung der Kanalzahl in eine Photonendichte wird bestimmt.
3. Für jeden Run wird ein relativer Kalibrationsfaktor κ_{rel} ermittelt, um durch Variationen der atmosphärischen Bedingungen und des Detektorverhaltens verursachte Änderungen in der gemessenen absoluten Lichtmenge abzugleichen.

Der Abgleich der AIROBICC-Zähler untereinander (Punkt 1) ist ausführlich in [PRAHL 99] beschrieben. Bei diesem Verfahren werden aus Luftschauerdaten Mittelwerte der gemessenen Amplituden von Zählern genommen, die in konzentrisch um den Schauerkernort angeordneten Abstandsbins stehen. Nach jeweils 5000 registrierten Ereignisse wird dann für jeden Zähler ein Faktor berechnet, der die Abweichung vom Mittelwert des entsprechenden Abstandsbins beschreibt. Die Verteilung der relativen Faktoren, die mit dieser Methode bestimmt werden, hat – gemittelt über viele Runs – eine Streuung von 0,27.

Der Skalenfaktor zur Umrechnung der Kanalzahl in eine Photonendichte (Punkt 2) wird durch Vergleich von Luftschauerdaten und M^teCarlo-generierten Schauern durchgeführt. Der relative Faktor zur Normierung der Runs (Punkt 3) wird durch Vergleich des Quotienten aus gemessener Lichtmenge und Teilchenzahl bestimmt. Die Bestimmung des Skalenfaktors sowie der Abgleich der Lichtmengen der Runs untereinander wird in Kapitel 6 dargestellt.

4.2.3 Rekonstruktion von Schauerparametern aus der Čerenkovlichtfront

4.2.3.1 Der Schauerkernort

Für die Bestimmung des Schauerkernortes aus der Information der Čerenkovlichtfront wurden zwei Methoden entwickelt, ein Schwerpunktsverfahren und die Anpassung einer Exponentialverteilung an die Lateralverteilung der Photonendichte [DOMMENGET 96]. Das Schwerpunktsverfahren mit den AIROBICC-Detektoren wird für die Analysen in dieser Arbeit nicht explizit verwendet, da es für Ereignisse mit Primärteilchenenergien größer als etwa 100 TeV eine deutlich schlechtere Abschätzung für den

Schauer kernort liefert als das Schwerpunktsverfahren mit den Szintillationszählern⁸.

Wie bereits in Abschnitt 4.1.3.1 erwähnt, wird mit einem Schwerpunktsverfahren grundsätzlich der Kernort aller Schauer innerhalb des Detektorfeldes rekonstruiert. Mit dem Anpassungsverfahren einer Exponentialverteilung an die Lateralverteilung der Photonendichte dagegen kann auch der Kernort eines Schauers abgeschätzt werden, dessen Zentrum außerhalb des Detektorfeldes liegt. In der Routine – wie sie ursprünglich im `fbrecons`-Programm implementiert wurde – wird folgende Summe über die Zähler $i=1$ bis m mit gemessener Signalamplitude minimiert:

$$\chi^{2*} = \sum_{i=1}^m (L(r) - \rho_i(r))^2, \quad (4.3)$$

wobei $L(r) = L(0) \cdot e^{(-r/r_L)}$ die Exponentialverteilung nach Gleichung 2.4 und $\rho_i(r)$ die Photonendichte des i -ten Zählers ist. Die freien Parameter sind der Lichtradius r_L , die Lichtmenge $L(0)$ und der vom HEGRA-Feldzentrum gemessenen Schauer kernort $r_0 = (x_0, y_0)$. Da in dieser Definition der Größe χ^{2*} keine Gewichte vorhanden sind, die den Fehler des einzelnen Meßwertes berücksichtigen, wird das Ergebnis der Anpassung von den großen Amplituden bei kleinen Radialabständen bestimmt. Bei dieser Minimierung kann es jedoch zu systematischen Verzerrungen des rekonstruierten Kernortes kommen, wenn die AIROBICC-Detektoren nicht gleichmäßig auf dem Gelände verteilt sind. Aus MonteCarlo-Studien wird deutlich, daß durch das Fehlen von Detektoren – beispielsweise durch Defekt – in deren Umgebung ein Defizit an rekonstruierten Kernorten entsteht⁹. Eine befriedigende Rekonstruktion der Schauer kernorte auch bei Ausfall einiger AIROBICC-Detektoren kann durch Änderung der Größe χ^{2*} erreicht werden:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m (\log(L(r)) - \log(\rho_i(r)))^2. \quad (4.4)$$

Anstelle der Absolutwerte werden nun die natürlichen Logarithmen der Anpassungsfunktion und der gemessenen Photonendichten in Gleichung 4.4

⁸Die schlechtere Abschätzung mit diesem Verfahren ist zum einen auf die geringere Dichte der AIROBICC-Zähler im Vergleich zu den Szintillationsdetektoren und auf den deutlich flacheren Verlauf der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichten gegenüber den Teilchendichten zurückzuführen.

⁹Dieses Defizit läßt sich damit erklären, daß bei diesem Verfahren der Kernort tendenziell in der Nähe eines AIROBICC-Zählers rekonstruiert wird.

eingebraucht. Damit wird jedem Meßwert ein konstanter absoluter Fehler auf der logarithmischen Skala, bzw. ein konstanter relativer Fehler auf der linearen Skala zugeordnet. Die Zuordnung eines konstanten relativen Meßfehlers der Signalamplituden ist, wie noch in Abschnitt 6.2 gezeigt wird, nicht vollständig richtig, reicht aber an dieser Stelle aus, um Schauerkernorte außerhalb des Detektorfeldes abzuschätzen¹⁰. Der mittlere Rekonstruktionsfehler dieses Verfahrens als Funktion der getriggerten Szintillationszähler ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

4.2.3.2 Die Einfallsrichtung des Schauers

Auf Grund der geringen Fluktuationen der Ankunftszeiten der Čerenkovphotonen kann die Schauerrichtung mit den AIROBICC-Detektoren deutlich besser bestimmt werden als mit den Szintillationszählern. In dem Standardverfahren des `fbrecons`-Programms wird die Schauerrichtung durch eine χ^2 -Anpassung einer kegelförmigen Schauerfront mit einem halben Öffnungswinkel von 90° - $1,07^\circ$ an die Ankunftszeiten bestimmt. Um den Einfluß fehlerhaft vermessener Ankunftszeiten zu reduzieren, wird die Anpassungsprozedur iterativ in drei Schritten durchgeführt. Dabei werden Zähler ausgeschlossen, die nach der ersten Anpassung mehr als 20 ns bzw. nach der zweiten mehr als 3,4 ns von der theoretischen Schauerfront abweichen.

4.2.3.3 Die Anpassung der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, ist die Messung der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte von fundamentaler Bedeutung für die Bestimmung des Energiespektrums und der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung. Die Anpassung einer Exponentialverteilung an die Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte wurde bereits zur Bestimmung des Schauerkernortes mit den AIROBICC-Detektoren durchgeführt (Abschnitt 4.2.3.1). Bei diesem Verfahren wurden alle AIROBICC-Detektoren berücksichtigt, obwohl die theoretische Exponentialverteilung nur für radiale Abstände r zwischen 20 und 100 m gültig ist. Deshalb ist die Güte dieser Anpassung eingeschränkt. Zur Bestimmung des Lichtradius r_L

¹⁰Tatsächlich wird der mit den AIROBICC-Detektoren bestimmte Kernort nur benötigt, um den mit dem Schwerpunktsverfahren der Szintillationszählern ermittelten Kernort zu überprüfen und solche Schauer zu eliminieren, deren wahrer Kernort außerhalb des Detektorfeldes liegt.

und der Lichtmenge $L(0)$ wird erneut eine Exponentialverteilung

$$L(r) = L(0) \cdot e^{(-r/r_L)} \quad (4.5)$$

mit festgehaltenem Schauerkernort¹¹ $r_0 = (x_0, y_0)$ an die gemessenen Čerenkovlichtmengen im Bereich zwischen 20 und 100 m angepaßt. Die Anpassung wird in zwei Schritten durchgeführt. Nach dem ersten Schritt werden Amplituden eliminiert, die mehr als 50 % von der angepaßten Exponentialverteilung abweichen. Für die weiteren Analysen werden der Lichtradius r_L und die Lichtmenge L_{90} bei radialen Abständen vom Schauerkernzentrum von 90 m verwendet.

4.3 Zusammenfassung

Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch für ein Luftschauserereignis die aus den Meßdaten des Szintillator- und AIROBICC-Feldes rekonstruierten Schauergößen. Die Qualität der Daten kann durch Vergleich der mit beiden Detektorkomponenten gemessenen Observablen – die Schauerrichtung und der Kernort – überprüft werden (vergleiche auch Kapitel 5).

Von besonderer Bedeutung für die Analysen zur Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung sind die Lateralverteilungen der Schauerteilchen und der Čerenkovphotonen. Aus diesen werden die Zahl der Schauerteilchen N_s und der age-Parameter sowie die Lichtmenge L_{90} und der Lichtradius r_L bestimmt.

¹¹Der Schauerkernort wird dabei mit dem Schwerpunktsverfahren der Szintillationsdetektoren ermittelt.

HH fibrecons event display, HEGRA run: 3813, event: 183

Registered: 28/8/95 21.3.5
 Reconstructed: 23/11/98 20.0.21
 Plotted: 16/04/00 18.53.19

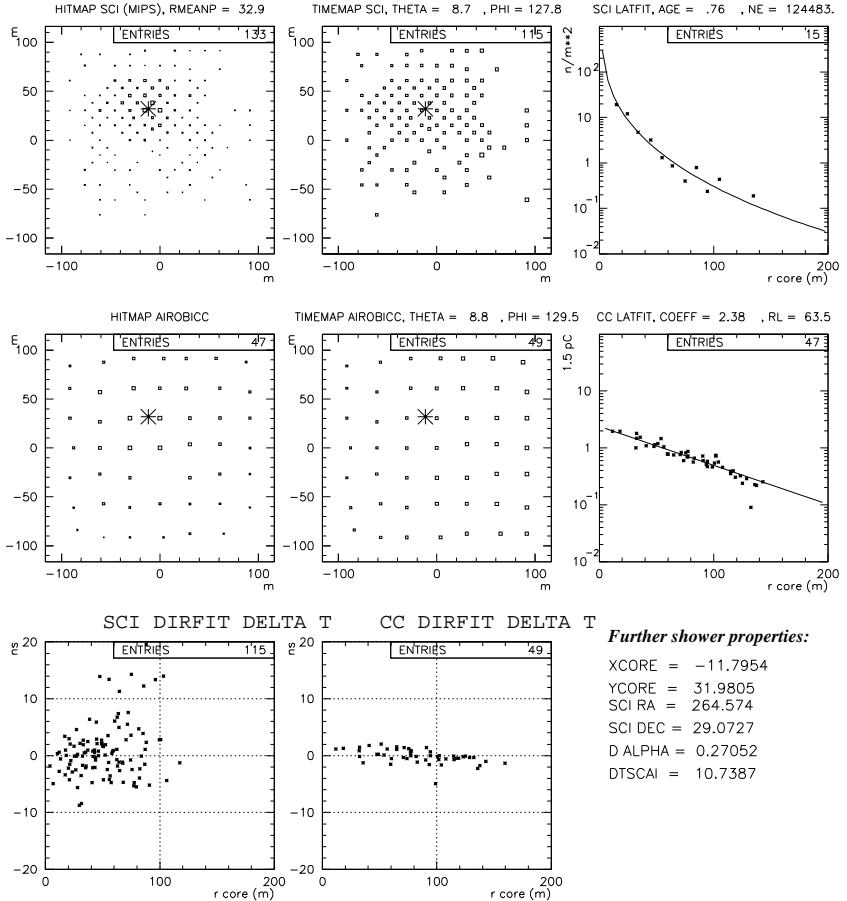


Abbildung 4.7: Exemplarische Darstellung von Verteilungen von Schauerparametern, die mit dem HEGRA-Experiment gemessen wurden.

Kapitel 5

Der Datensatz

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen wurden zwischen Oktober 1995 und Oktober 1997 durchgeführt. Daten vor 1995 werden nicht berücksichtigt, weil zu diesem Zeitpunkt ein Vorgängermodell der jetzigen AIROBICC-Vorverstärker im Einsatz war (vergleiche Abschnitt 4.2.2). Daten nach dem 16. Oktober 1997 werden nicht verwendet, weil an diesem Tag etwa ein Drittel der HEGRA-Detektoren durch ein Feuer zerstört wurde, so daß sich der Gesamtaufbau der Anlage deutlich verändert hat. Die Kriterien, nach denen Datenruns aus diesem Zeitraum selektiert und nach denen die für die weiteren Analysen verwendeten Luftschauerereignisse aus diesen Runs ausgewählt werden, werden in den beiden folgenden Abschnitten vorgestellt.

5.1 Datenselektion

Zunächst wurden aus dem oben genannten Zeitraum nur solche Runs rekonstruiert, in denen der AIROBICC-Detektor eingeschaltet war und bei denen – laut Aufzeichnungen des Meßpersonals – einwandfreie atmosphärische Bedingungen sowie keine nennenswerten technischen Probleme vorlagen. Auf der Basis von Subruns können weitere, die Messung negativ beeinflussende Wetter- und Detektoreffekte durch Untersuchung charakteristischer Luftschauerobservablen \mathcal{O} identifiziert werden. Dazu werden die Mittelwerte $\mathcal{M}_{\text{sub}}(\mathcal{O})$ dieser Observablen pro Subrun bestimmt. Die Gesamtverteilungen der pro Subrun ermittelten $\mathcal{M}_{\text{sub}}(\mathcal{O})$ zeigen eine breite Streuung, weil nahezu¹ alle gemessenen Luftschauerereignisse berück-

¹Es werden lediglich Ereignisse, mit unphysikalisch stark abweichenden Observablen verworfen. Ein Schnitt beispielsweise auf den rekonstruierten Kernort oder die

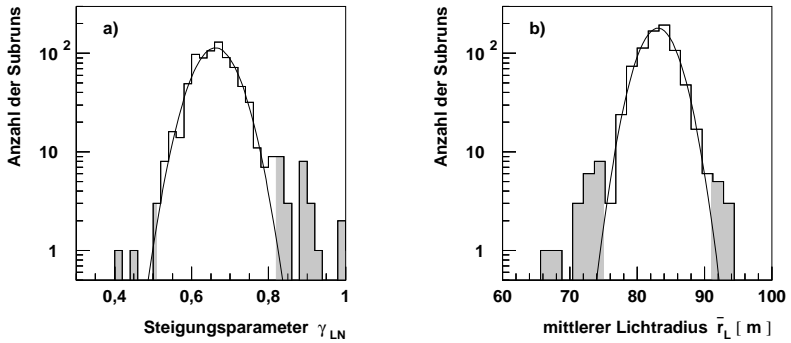


Abbildung 5.1: Beispiele für Verteilungen von charakteristische Meßgrößen zur Selektion von Subruns. Teilabbildung a) zeigt die Verteilung des pro Subrun ermittelten Steigungsparameters γ_{LN} (zur Definition von γ_{LN} siehe Text). Um den zentralen Bereich wurde eine Gaußfunktion zur Bestimmung des Mittelwertes und der Streuung angepaßt. Subruns mit γ_{LN} -Werten im grau unterlegten Bereich werden verworfen. Teilabbildung b) zeigt die entsprechende Verteilung der mittleren Lichtradien \bar{r}_L aller Subruns.

sichtigt werden. Für jede Observable \mathcal{O} wird an die Gesamtverteilungen der $\mathcal{M}_{\text{sub}}(\mathcal{O})$ eine Gaußfunktion angepaßt. Für die weiteren Analysen werden nur solche Subruns berücksichtigt, deren ermittelte $\mathcal{M}_{\text{sub}}(\mathcal{O})$ weniger als drei Standardabweichungen vom Mittelwert der jeweiligen Gesamtverteilung abweichen. In Abbildung 5.1 sind exemplarisch die Verteilungen für zwei $\mathcal{M}_{\text{sub}}(\mathcal{O})$ dargestellt. Die mit dieser Methode ermittelten Kriterien für die Selektion von Subruns sind:

- Die gemessene Lichtmenge L_{90} ist empfindlicher auf die atmosphärischen Bedingungen als die Teilchenzahl N_s . Der Parameter γ_{LN} , der aus der Steigung der $\log_{10}(L_{90})$ -Verteilung aufgetragen gegen $\log_{10}(N_s)$ ermittelt wird, wird daher auf $\gamma_{LN} \in [0,51; 0,82]$ eingeschränkt.
- Der mittlere Lichtradius \bar{r}_L liegt zwischen 75,1 m und 91,0 m.
- Für die mit dem Schwerpunktsverfahren der Szintillationszähler $(\bar{x}_{\text{szi}}, \bar{y}_{\text{szi}})$ und dem Anpassungsverfahren der AIROBICC-Detektoren $(\bar{x}_{\text{air}}, \bar{y}_{\text{air}})$ rekonstruierten mittleren Kernorte pro Subrun gilt:

Einfallsrichtung wird jedoch nicht durchgeführt.

$$57,5 \text{ m} < \max(|\bar{x}_{\text{szi}}|, |\bar{y}_{\text{szi}}|) < 61,5 \text{ m}$$

$$74,2 \text{ m} < \max(|\bar{x}_{\text{air}}|, |\bar{y}_{\text{air}}|) < 84,6 \text{ m}$$

Zusätzlich wird noch gefordert, daß der Anteil der durch AIROBICC getriggerten Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse zwischen 0,73 und 0,88 für Runs vor Januar 1996 liegt bzw. zwischen 0,82 und 0,91 sonst². Nach dieser Selektion verbleiben von ursprünglich 879 rekonstruierten Subruns 719 mit einer effektiven Gesamtmeßzeit von $1,37 \cdot 10^6$ s in der Analyse. Die Gesamtzahl der verbliebenen Luftschauerereignisse beträgt $3,6 \cdot 10^7$.

5.2 Ereignisselektion

Weitere Schnitte werden eingeführt, die aus dem Datensatz nur solche Ereignisse selektieren, die für die weiteren Analysen relevant sind und deren rekonstruierte Schauerparameter gewissen qualitativen Anforderungen genügen müssen. In einem ersten Schritt werden während der Rekonstruktion mit dem Programm **fbrecons** die kalibrierten Zeit- und Signalamplituden der Szintillationszähler und der AIROBICC-Detektoren in eine gesonderte Ausgabedatei geschrieben. Dabei werden nur solche Luftschauerereignissen berücksichtigt, die einen gewissen Energieschnitt E_{cut} passieren. Der Energieschnitt wird so gewählt, daß die zahlreich vorhandenen niederenergetischen Ereignisse verworfen werden, die interessanten Ereignisse oberhalb von 300 TeV aber erhalten bleiben. Die in der Ausgabedatei abgespeicherten Zeit- und Signalamplituden können dann gegebenenfalls mit dem Programm **larrecons** mit vertretbarem Zeitaufwand neu rekonstruiert werden. Der Energieschnitt E_{cut} wird mit Hilfe von M^{te}Carlo-Schauern von TeV- γ -Photonen³ aus den Meßgrößen N_s und r_L parametrisiert. Aus einer χ^2 -Anpassung erhält man:

$$E_{\text{cut}} = N_s / \sum_{i=0}^4 p_i \cdot r_L^{-i} \quad (5.1)$$

²Die verschiedenen Anteile der durch AIROBICC getriggerten Ereignisse sind auf die Erweiterung des Szintillatorfeldes und den damit verbundenen Änderungen der Triggerlogik zurückzuführen.

³Mit einer für TeV- γ -Photonen optimierten Energieabschätzung wird die Energie von hadroninitiierten Luftschauern im Mittel unterschätzt. Somit werden durch einen solchen Energieschnitt E_{cut} tendenziell hadronische Luftschauer mit Energien $E < E_{\text{cut}}$ verworfen.

$$\text{mit } p_0 = -239,9 \text{ [1/TeV], } p_1 = 69,8 \cdot 10^3 \text{ [m/TeV],}$$

$$p_2 = -58,7 \cdot 10^5 \text{ [m}^2\text{/TeV], } p_3 = 27,8 \cdot 10^7 \text{ [m}^3\text{/TeV],}$$

$$p_4 = -40,5 \cdot 10^8 \text{ [m}^4\text{/TeV].}$$

Ereignisse, deren auf diese Weise abgeschätzte Energie E_{cut} kleiner 100 TeV ist, werden während der Rekonstruktion mit `fbrecons` nicht in die Ausgabedatei geschrieben.

Auch Luftschauerereignisse, deren wahrer Kernort außerhalb des Detektorfeldes liegt, starten die Datennahme, wenn mehr als 14 Szintillationsdetektoren oder sechs AIROBICC-Zähler angesprochen haben. In den weiteren Analysen werden diese Ereignisse aus zwei Gründen ausgeschlossen. Zum einen hängt die Wahrscheinlichkeit, daß solche Luftschauer die Datennahme starten, vom Teilchentyp ab, zum anderen variiert die Güte der rekonstruierten Schauerparameter mit der Lage des Kernortes. Für Schauer, deren Kernort außerhalb des Detektorfeldes liegt, nehmen die Rekonstruktionsfehler der Schauerparameter mit größer werdendem Abstand vom Rand des Feldes zu. Für die folgenden Schauerparameter werden daher Selektionsschnitte eingeführt, um die Lage des Schauerzentrums einzuschränken und um zusätzlich die Qualität der rekonstruierten Parameter zu gewährleisten:

- Für die vom HEGRA-Feldzentrum gemessenen Kernortpositionen in x- und y-Richtung gilt

$$r_{\text{max}} = \max\left(\left| \frac{x_{\text{szi}} + x_{\text{air}}}{2} \right|, \left| \frac{y_{\text{szi}} + y_{\text{air}}}{2} \right|\right) < 80 \text{ m,}$$

wobei $(x_{\text{szi}}, y_{\text{szi}})$ mit den Szintillator- und $(x_{\text{air}}, y_{\text{air}})$ mit den AIROBICC-Meßwerten ermittelt wurden.

- Die Differenz Δ_{Kern} der mit der Szintillatormatrix und dem AIROBICC-Feld ermittelten Kernortpositionen wird auf

$$\Delta_{\text{Kern}} = \sqrt{(x_{\text{szi}} - x_{\text{air}})^2 + (y_{\text{szi}} - y_{\text{air}})^2} < 30 \text{ m}$$

eingeschränkt.

- Für den Parameter r_{p} , der den mittleren Abstand der Schauerteilchen vom Schauerkernort mißt (vergleiche auch [PRAHL 92]), gilt:

$$r_{\text{p}} = \frac{\sum_{i=1}^N w_i \cdot N_i \cdot r_i}{\sum_{i=1}^N w_i \cdot N_i} < 55 \text{ m,}$$

wobei N_i die Signalamplitude des i-ten Szintillationsdetektors im Abstand r_i vom Schauerzentrum bezeichnet. Mit den Gewichten w_i wird die unterschiedliche Belegungsdichte der Detektoren berücksichtigt.

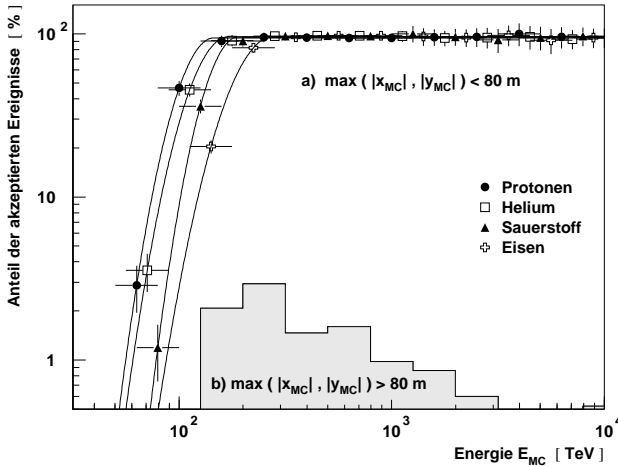


Abbildung 5.2: M^{te} Carlo-Studien zu den Auswirkungen der Selektionsschnitte. Die Akzeptanz des Detektors (a) nach Anwendung der im Text erläuterten Selektionsschnitte als Funktion der Primärenergie E_{MC} für vier verschiedene Primärteilchen. An die Datenpunkte wurden einseitige Gaußverteilungen angepaßt, die im Maximum konstant zu größeren Energien fortgesetzt werden. Das grau unterlegte Histogramm (b) kennzeichnet den Anteil der fälschlich selektierten Ereignisse, deren wahrer Schauerkernort mehr als 80 m vom HEGRA-Feldzentrum entfernt ist. Aus Übersichtlichkeitsgründen wurden hier die Verteilungen der vier Elemente zusammengefaßt und gemittelt.

- Der mit dem AIROBICC-Detektor rekonstruierte Zenitwinkel Θ_{air} beträgt

$$\Theta_{\text{air}} < 15^\circ.$$

- Für die Differenz Δ_Θ der mit den Szintillations- und AIROBICC-Detektoren rekonstruierten Zenitwinkel gilt

$$\Delta_\Theta < 2^\circ.$$

- Die Anzahl der Szintillationszähler $N_{\text{szi,t}}$ und AIROBICC-Detektoren $N_{\text{air,t}}$ mit gemessenem Zeitsignal wird eingeschränkt auf:

$$N_{\text{szi,t}} > 20 \text{ und } N_{\text{air,t}} > 20.$$

Mit Hilfe der M^{te}Carlo-Schauerbibliothek kann nun überprüft werden, wie effizient die gewählten Schnitte sind. Dazu ist in Abbildung 5.2 der Anteil (im Folgenden *Akzeptanz* genannt) der nach Anwendung der Schnitte selektierten Ereignisse von allen Ereignissen, deren tatsächlicher Kernort wenigstens 10 m innerhalb des Detektorfeldes liegt, aufgetragen⁴. Deutlich zu erkennen ist, daß unterhalb von etwa 300 TeV die Akzeptanz von der Primärenergie und vom Teilchentyp abhängt, oberhalb dieser Energie aber mit etwa 95 % konstant und teilchenunabhängig verläuft. Leichte Elemente erreichen bereits bei kleineren Energien die maximale Akzeptanz als schwere Kerne, da sie bei einer festen Energie auf Beobachtungsniveau eine größere Zahl an Schauerteilchen und Čerenkovphotonen generieren.

Abbildung 5.2 zeigt auch den Anteil der Ereignisse, die nach Anwendung der Schnitte fälschlicherweise selektiert werden, da deren wahrer Kernort mehr als 80 m in x- oder y-Richtung vom Zentrum des Detektors entfernt ist. Im Energiebereich oberhalb von 300 TeV liegt dieser Anteil bei etwa 1 % und nimmt mit zunehmender Energie ab.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß durch die gewählten Schnitte oberhalb von 300 TeV Luftschauer mit einer Akzeptanz von 95 % unabhängig von Primärteilchentyp und -energie selektiert werden. Die Kontamination durch fälschlich selektierte Ereignisse kann vernachlässigt werden.

⁴Die M^{te}Carlo-Schauer wurden hierzu mit der im nächsten Abschnitt noch zu besprechenden Detektorsimulation rekonstruiert.

Kapitel 6

Detektorsimulation und Abgleich von Daten- und M^{te}Carlo-Ereignissen

Grundlegend für die Analysen zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und des Energiespektrums der kosmischen Strahlung ist eine gute Übereinstimmung der gemessenen und der simulierten Luftschauer. Die Ergebnisse der Simulation werden dabei nicht nur durch die in Abschnitt 2.2 beschriebene Auswahl eines hadronischen Wechselwirkungsmodells, sondern auch durch die geeignete Modellierung des Detektorverhaltens beeinflusst. Im Folgenden werden die Verfahren zur Simulation der Szintillationsdetektoren und der AIROBICC-Zähler vorgestellt (Abschnitt 6.1 und 6.2). Mit der unter vollständiger Berücksichtigung des Detektorverhaltens erzeugten M^{te}Carlo-Schauerbibliothek werden dann in Abschnitt 6.3 verbleibende Kalibrationen von Verteilungen von gemessenen Schauerparametern (siehe Abschnitt 4.2.2) durchgeführt. Das Kapitel schließt mit dem Vergleich wichtiger Daten- und M^{te}Carlo-Verteilungen.

Das Verfahren zur Simulation des Antwortverhaltens der Szintillationszähler und der AIROBICC-Hütten wurde im Wesentlichen von V. Hausteин in der Hamburger HEGRA-Gruppe entwickelt [HAUSTEIN 96]. Die Programme `elba` und `texel` verarbeiten die Ausgangsinformationen des `corsika`-Programmes weiter und formen die Zeit- und Amplitudensignale der Detektorstationen. Über die Subroutine `mcio` können die mit der Detektorantwort gefalteten Luftschauerparameter in das Programm `fbrecons` eingelesen werden. Am `corsika`-Programm selbst wurden einige Veränderungen vorgenommen, um speziell die Information über die emittierten Čerenkovphotonen aufzubereiten.

Für einen von *corsika* generierten Luftschauder wird die Lage des Kernortes bezüglich des HEGRA-Feldes – sowohl innerhalb als auch außerhalb des Feldes – ausgewürfelt, bis zehn solcher Ereignisse die Datennahme gestartet haben. Die Anzahl der Versuche, die maximal 1000 betragen darf, wird abgespeichert. Tatsächlich ergibt sich dann, daß unter Anwendung der in Abschnitt 5.2 definierten Schnitte jeder M^{te}Carlo-Luftschauder im Mittel einmal selektiert wird.

6.1 Die Simulation der Szintillationszähler

In das *elba*-Programm ist die Routine *EGS4* eingebettet, mit deren Hilfe der Durchgang der Elektronen, Positronen und γ -Quanten durch den Holzdeckel und den Bleikonverter simuliert wird. Für Myonen und Hadronen ist diese Simulation nicht implementiert. Das Zeitsignal des Zählers wird durch Faltung mit der am DESY-Teststrahl gemessenen Zeitauflösung bestimmt [Blancke87]. Das Ladungssignal ergibt sich durch Summierung der geladenen Teilchen, die in den Szintillator eintreten und eine teilchenabhängige Energieschwelle überschreiten. Diese beträgt für Elektronen 5 MeV, für Myonen 10 MeV und für Hadronen 50 MeV. Teilchen oberhalb dieser Schwelle werden als ein MIP gezählt.

Das Antwortverhalten des Szintillators, des Photomultipliers und der anschließenden Ausleseketten ist bei dieser Detektorsimulation nicht explizit berücksichtigt. Da die natürlichen Schwankungen der Teilchenzahlen auf Beobachtungsniveau beträchtlich sind, ist nur ein vergleichsweise geringer Einfluß des Meßprozesses zu erwarten. Etwaige nicht berücksichtigte Detektoreffekte können durch Vergleich von HEGRA- und M^{te}Carlo-Daten an der Triggerschwelle untersucht werden. Eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den simulierten Daten wird erzielt, wenn bei der Rekonstruktion der experimentellen Daten eine Mindestsignalhöhe von einem MIP gefordert wird [PRAHL 99]. Die systematische Unsicherheit der N_s -Skala beträgt demnach etwa 10 %.

6.2 Die Simulation der AIROBICC-Detektoren

Die Aufbereitung der in `corsika` generierten Čerenkovphotonen geschieht in zwei Schritten durch die Simulation der Streuprozesse und der Detektorantwort. Zunächst werden die Streuprozesse simuliert, denen die Photonen beim Durchqueren der Erdatmosphäre unterliegen können. Da in der `corsika`-Ausgabedatei neben der Ankunftszeit und dem Auftreffort auch die Emissionshöhe der Photonen abgespeichert wird, kann die Simulation nachträglich im `elba`-Programm implementiert werden. Die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Streuprozesse stellen für den Meßprozess faktisch eine Absorption dar. Der Anteil der gestreuten Photonen, der von den AIROBICC-Zähler nachgewiesen wird, beträgt etwa 1 % [BERNLÖHR 99].

Die Transmissionseigenschaften der Atmosphäre auf La Palma lassen sich gut durch das im MODTRAN-Programm¹ implementierte Modell für tropisch maritime Breitengrade beschreiben [MODTRAN 96, HEMBERGER 98]. Der mit diesem Modell ermittelte Čerenkovlichtanteil τ_m , der den Erdboden ungestreut erreicht, läßt sich als Funktion der Emissionshöhe h_e durch eine Funktion folgender Form beschreiben:

$$\tau_m = \frac{29,8 \text{ km}^2}{(h_e[\text{km}] + 8,383 \text{ km})^2} + 0,568. \quad (6.1)$$

Die simulierten Zeit- und Signalamplituden werden in den Programmen `texel` und `fbrecons` geformt. Eine detaillierte Beschreibung, wie die Ankunftszeiten der Čerenkovphotonen mit dem Ansprechverhalten der AIROBICC-Detektoren gefaltet werden, findet sich in [HAUSTEIN 96]. Nach den ausführlichen Beschreibungen in Abschnitt 4.2.2 kann davon ausgegangen werden, daß die Signalamplituden durch den Meßprozeß nicht verzerrt werden. Für die Simulation ist daher lediglich eine Verschmierung der Amplituden vorzusehen, die durch Einflüsse des Winston-Konus, des Photomultipliers und der Ausleseketten gegeben ist. Dazu wird in den Daten zunächst für jede Signalamplitude ρ_i des i -ten AIROBICC-Zählers die Abweichung

$$\Delta_i = \log(\rho_i) - \log(L_i) \quad (6.2)$$

¹MODTRAN ist eine für die US-Air-Force Phillips Laboratories patentierte Standard-Software zur Berechnung der atmosphärischen Transmission.

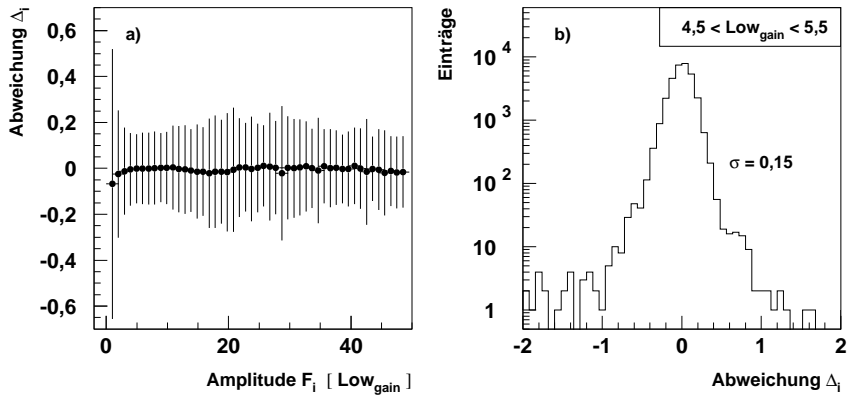


Abbildung 6.1: Die Abweichung Δ_i der AIROBICC-Signalamplituden von der angepaßten Exponentialverteilung nach Gleichung 4.5. In Teilabbildung a) ist der Mittelwert der Δ_i -Verteilungen (gefüllte Symbole) als Funktion der Signalamplitude F_i (in Low_{gain} -Kanälen) dargestellt. Die vertikalen Balken zeigen die Breite der Verteilungen (RMS). In Teilabbildung b) ist exemplarisch die Δ_i -Verteilung für Low_{gain} -Kanäle zwischen 4,5 und 5,5 (mit der Breite $\sigma = 0,15$) dargestellt.

von dem zugehörigen Wert L_i der angepaßten Exponentialverteilung nach Gleichung 4.5 bestimmt. Abbildung 6.1 zeigt die über alle AIROBICC-Zähler gemittelte Verteilung der Abweichungen Δ_i als Funktion der jeweils angepaßten Amplitude L_i . Offensichtlich ist die Breite der Verteilung der Δ_i abhängig von L_i . Der Verlauf dieser Abhängigkeit läßt sich durch das Verhalten der beiden Vorverstärkerkanäle erklären. Die großen Abweichungen bei kleinen Amplituden entstehen durch das kleine Signal-zu-Rauschverhältnis. Das Čerenkovlichtsignal wird stark durch Pedestalfuktuationen und das Nachthimmelsrauschen gestört. Mit größer werdender Signalamplitude nimmt dann die Breite der mittleren Abweichungen ab, bis bei L_i -Werten von etwa 10-15 der Bereich beginnt, ab dem auch Signale des Low_{gain} -Kanals in die Anpassung der Exponentialverteilung eingehen. Die Breiten der Δ_i -Verteilungen nehmen dann zunächst wieder zu, weil die Low_{gain} -Amplituden in diesem Bereich noch stark durch die Pedestalfuktuationen beeinflusst werden.

Die Verteilungen der Δ_i in verschiedenen Intervallen der Amplitude L_i bilden die Grundlage für die Simulation der AIROBICC-Detektoren. Die

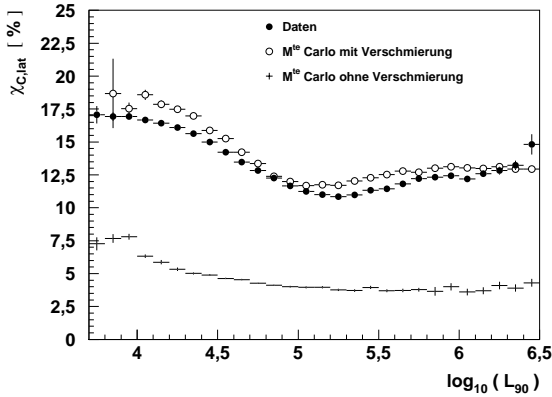


Abbildung 6.2: Die mittlere Abweichung $\chi_{C,lat}$ als Funktion der Lichtmenge L_{90} (siehe Text für die Definition von $\chi_{C,lat}$). Die gefüllten Symbole zeigen die Verteilung der Daten. Das $\chi_{C,lat}$ für die Verteilungen der M^{te}Carlo-Schauer mit der im Text erläuterten Verschmierung der Signalamplituden ist durch die offenen Symbole dargestellt. Die Kreuze zeigen das Ergebnis für die M^{te}Carlo-Schauer, wenn die Verschmierung nicht implementiert ist.

Verschmierung wird aus diesen Verteilungen ausgewürfelt – siehe z. B. Teilabbildung 6.1 b) – und mit der entsprechenden Signalamplitude der M^{te}Carlo-Schauer multipliziert. Abbildung 6.2 belegt, daß mit dieser Methode die in den Daten und den M^{te}Carlo-Schauern bestimmte mittlere Abweichung pro Luftschauerereignis

$$\chi_{C,lat} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^m |\Delta_i| \quad (6.3)$$

der gemessenen Čerenkovlichtamplituden $i=1$ bis m von der angepaßten Exponentialverteilung gut übereinstimmen.

6.3 Anpassung und Vergleich von Daten- und M^{te}Carlo-Verteilungen

Mit der in Abschnitt 2.2.3.2 beschriebenen M^{te}Carlo-Bibliothek der spektral simulierten Luftschauer steht ein Datensatz zur Verfügung, der es erlaubt, die vom HEGRA-Experiment gemessenen Verteilungen von Schau-

erparametern nachzubilden. Aus dem Vergleich von Daten- und M^{te}Carlo-Verteilungen werden im Folgenden die Schritte zur Kalibration der absoluten Lichtmenge durchgeführt. Um ein möglichst realistisches Bild der realen Luftschauerdaten zu erzeugen, ist es notwendig, die M^{te}Carlo-Ereignisse zu gewichten. Die Gewichte werden dabei entsprechend des gemessenen Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei etwa 100 TeV ermittelt und zu größeren Energien extrapoliert:

- Die Anteile der vier Primärteilchen am Gesamtfluß betragen unabhängig von der Energie 24 % für Protonen, 36 % für Heliumkerne, 26 % für Sauerstoffkerne und 14 % für Eisenkerne.
- Das gesamte Energiespektrum wird beschrieben durch

$$\frac{d\Phi}{dE} = 25,7 \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-2,68} \left[\frac{1}{\text{m}^2 \text{ s sr TeV}} \right]. \quad (6.4)$$

Die Werte stammen aus [WIEBEL-SOOTH & BIERMANN 98] und wurden durch Mittelung der Ergebnisse mehrerer Experimente bestimmt.

Für die absolute Kalibration der Lichtmenge, die mit Hilfe der spektral gewichteten M^{te}Carlo-Schauer durchgeführt werden kann, sind drei Schritte notwendig:

1. Die Bestimmung der Triggerschwelle für die M^{te}Carlo-Schauer.
2. Die Kalibration der in den AIROBICC-Daten gemessenen ADC-Kanalzahl in Photonendichten durch einen Faktor κ_{abs} (vergleiche Abschnitt 4.2.2).
3. Die Bestimmung von Relativfaktoren κ_{rel} , mit denen die mittleren Lichtmengen pro Run abgeglichen werden (Abschnitt 4.2.2).

Bezüglich Punkt 1 wird die in den M^{te}Carlo-Simulationen verwendete Triggerschwelle der AIROBICC-Detektoren variiert, bis sich eine gute Übereinstimmung in den Daten- und M^{te}Carlo-Verteilungen der Zahl der getriggerten Szintillationszähler $N_{\text{sz},t}$ und AIROBICC-Hütten $N_{\text{air},t}$ ergibt (vergleiche Abbildung 6.5). Die auf diese Weise ermittelte Triggerschwelle beträgt

$$6400 \frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2}. \quad (6.5)$$

Die Kalibration der ADC-Kanalzahl der AIROBICC-Detektoren (Punkt 2) wird über das Lichtmengen-zu-Teilchenzahl-Verhältnis

$\Gamma_{\text{LN}} = L_{90}/N_s$ implementiert. Dazu werden zunächst die Γ_{LN} -Verteilungen von den M^{te}Carlo-Ereignissen und den Luftschauerdaten eines Runs ermittelt. Die Datenverteilung (gemessen in ADC-Kanälen) wird mit einem Faktor multipliziert, so daß die Mittelwerte beider Verteilungen übereinstimmen. Dieses Vorgehen ist sinnvoll, weil die N_s -Spektren von Daten- und M^{te}Carlo-Schauern sehr gut übereinstimmen (vergleiche Abbildung 6.5). Für den Umrechnungsfaktor ergibt sich ein Wert von

$$\kappa_{\text{abs}} = 5100 \frac{\text{Photonen/m}^2}{\text{Low}_{\text{gain}} - \text{Kanal}}. \quad (6.6)$$

Abbildung 6.3 zeigt die M^{te}Carlo- und die Datenverteilung nach der Multiplikation mit dem Umrechnungsfaktor. Beide Verteilungen stimmen sehr gut überein. Hierbei wurden jedoch nur Ereignisse berücksichtigt, für die die rekonstruierte Primärteilchenenergie² größer 1 PeV ist. Prinzipiell sollte die Bestimmung des Umrechnungsfaktors auf Grund der größeren Statistik an der Triggerschwelle durchgeführt werden. Wie sich im Verlaufe der Analysen noch herausstellen wird, ist es jedoch nicht möglich, das Lichtmengenspektrum der M^{te}Carlo-Schauer und der Daten im gesamten Meßbereich in Übereinstimmung zu bringen. Die Kalibration der Lichtmenge wird daher im – physikalisch interessanten – Energiebereich oberhalb von 1 PeV durchgeführt.

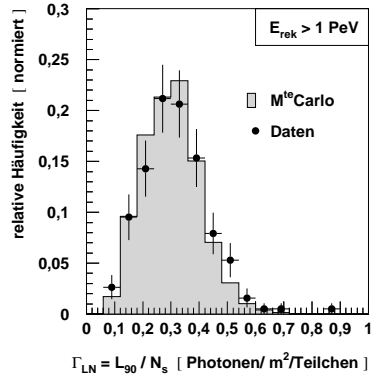


Abbildung 6.3: Die Daten- und M^{te}Carlo-Verteilung von Γ_{LN} .

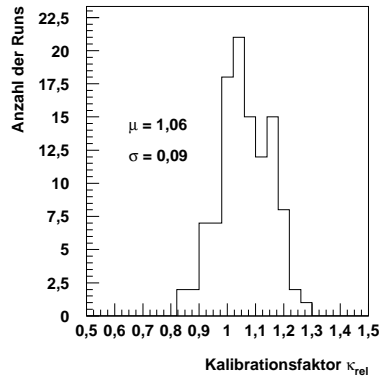


Abbildung 6.4: Die Verteilung der relativen Kalibrationsfaktoren κ_{rel} .

²Die Energierekonstruktionsmethoden werden in Kapitel 7 besprochen. An dieser Stelle wurde die mit $E(N_{e,\text{max}})$ bezeichnete Methode benutzt.

Abschließend werden die Faktoren κ_{rel} bestimmt, mit denen die absoluten Lichtmengen auf der Basis von Runs relativ kalibriert werden, um systematische Verzerrungen durch atmosphärische Einflüsse und Detektoreffekte auszugleichen. Abbildung 6.4 zeigt die Verteilung der κ_{rel} -Faktoren. Die Breite der Verteilung beträgt neun Prozent.

In Abbildung 6.5 sind Verteilungen einiger fundamentaler Schauerparameter dargestellt. Die Daten- und M^{te}Carlo-Verteilungen stimmen zum Großteil sehr gut überein. Lediglich bei den L_{90} - und den r_L -Verteilungen ergeben sich größere Abweichungen (siehe dazu auch die Diskussionen in Kapitel 8).

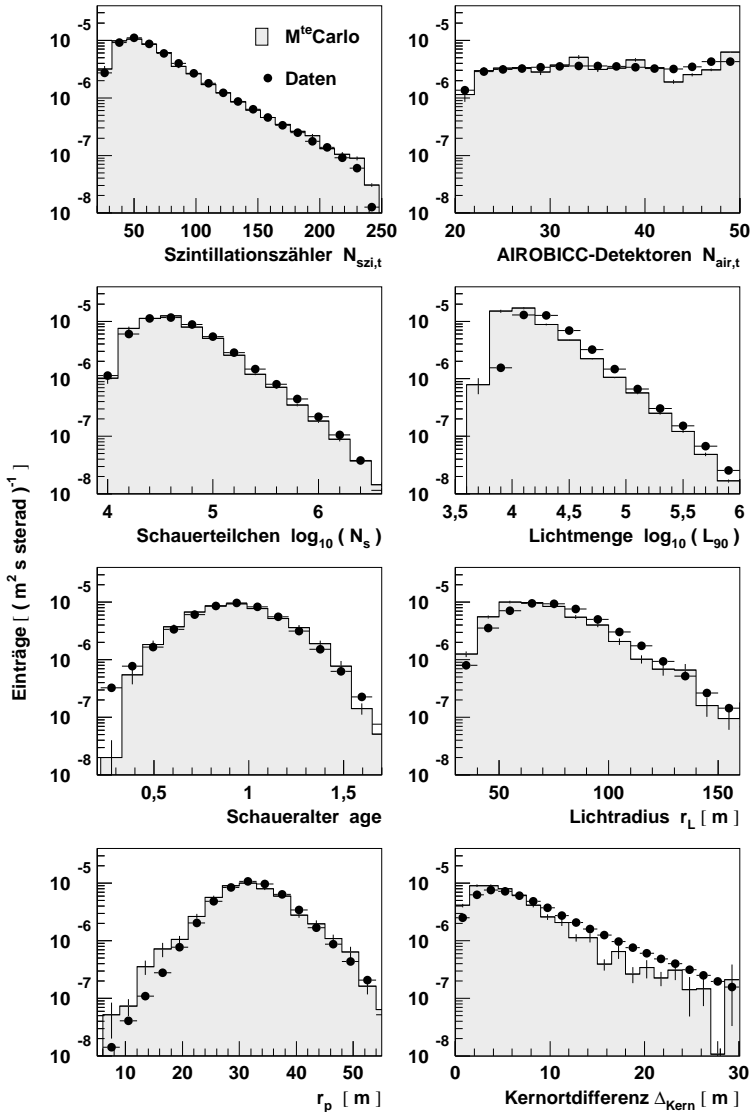


Abbildung 6.5: Daten- und M^{te}Carlo-Vergleich einiger Verteilungen von rekonstruierten Schauerparametern. Die Daten sind jeweils durch die Punkte und die M^{te}Carlo-Verteilungen durch die grau unterlegten Histogramme dargestellt.

Kapitel 7

Methoden zur Energie- und Massenbestimmung

Die Energie und die Masse eines kosmischen Primärteilchens kann mit Luftschauerexperimenten nur indirekt aus den auf Beobachtungsniveau gemessenen Größen abgeleitet werden. Da sich die Gesamtenergie hauptsächlich auf die elektromagnetische, die myonische und die hadronische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers verteilt, ergeben sich je nach Beobachtungsgröße unterschiedliche Ansätze zur Energie- und Massenbestimmung. Mit den Szintillationszählern und den AIROBICC-Detektoren des HEGRA-Experimentes wird die elektromagnetische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers erfaßt. Die von den Detektoren gemessenen lateralen Dichteverteilungen der Teilchen und Čerenkovphotonen hängen dabei in charakteristischer Weise von der Energie und der Masse der Primärteilchen ab. Für das HEGRA-Experiment wurden unterschiedliche Methoden entwickelt, um aus der Messung der elektromagnetischen Komponente das Energiespektrum und die chemische Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung zu bestimmen (vergleiche z. B. [HAUSTEIN 96, CORTINA 97, WIEBEL-SOOTH 98, KORNMAYER 99]). Die hier verwendeten Methoden bauen auf die Ergebnisse aus [LINDNER 98, ARQUEROS ET AL 99, RÖHRING ET AL 99A, RÖHRING ET AL 99B] auf.

Für die Analysen der HEGRA-Daten ist die Messung der lateralen Verteilung der Čerenkovlichtdichte (genauer: die Bestimmung des Lichtradius r_L) von besonderer Bedeutung. Čerenkovphotonen erreichen aus allen Stufen der Schauerentwicklung das Beobachtungsniveau (vergleiche Abbildung 2.2). Die Lateralverteilung der Čerenkovlichtdichte spiegelt somit die

longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Teilchenkaskade wider. Die Messung der Lateralverteilung erlaubt es, markante Größen der Schauerentwicklung zu bestimmen, aus denen die Energie und die Masse kosmischer Primärteilchen abgeschätzt wird: die Zahl der Teilchen $N_{e,max}$ im Schauermaximum und die Distanz d_{max} zwischen dem Detektor und der Höhe des Schauermaximums in der Atmosphäre bzw. – unter Einbeziehung des Einfallswinkels Θ – die vom Rand der Atmosphäre gemessene Eindringtiefe X_{max} (siehe auch Abbildung 7.1 zur Begriffserklärung).

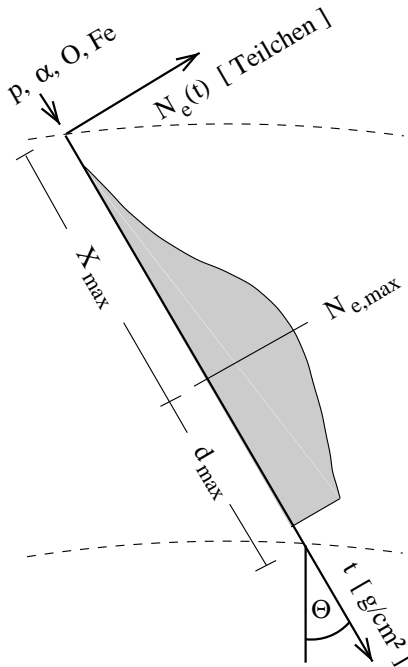


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Teilchenkaskade eines ausgedehnten Luftschauers zur Erläuterung der Größen $N_{e,max}$, d_{max} und X_{max} .

In dieser Arbeit werden sechs unterschiedliche Methoden zur Rekonstruktion der Primärenergie angewendet, von denen jeweils drei auf der Messung der Teilchenzahl $N_{e,max}$ im Schauermaximum bzw. der Lichtmenge L_{90} bei 90 m Kernortabstand beruhen. $N_{e,max}$ und L_{90} sind Schätzgrößen für die Energie der elektromagnetischen Komponente eines ausgedehnten Luftschauers. Aus der elektromagnetischen Energie kann die Gesamtenergie einerseits massenabhängig und andererseits ohne Annahmen über die

Zusammensetzung der kosmischen Strahlung rekonstruiert werden. Bei den massenabhängigen Methoden wird die Primärenergie unter der Hypothese, die kosmische Strahlung bestehe rein aus Protonen bzw. Eisenkernen, aus $N_{e,max}$ bzw. L_{90} rekonstruiert. Die Gesamtergebnisse dieser Methoden müssen anschließend bezüglich der wahren Elementzusammensetzung korrigiert werden. Bei den massenunabhängigen Methoden wird ausgenutzt, daß die mittlere Eindringtiefe X_{max} mit der

mittleren Energie pro Nukleon korreliert ist. Aus der rekonstruierten elektromagnetischen Energie eines Luftschauers wird dann mit Hilfe der Energie pro Nukleon die Gesamtenergie bestimmt. Ziel der Anwendung mehrerer Energierekonstruktionsmethoden ist es, aus dem Vergleich der Ergebnisse systematische Fehler abzuschätzen, deren Ursache in den M^{te}Carlo-Modellen oder den rekonstruierten Observablen liegen können.

Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung beruht auf der Messung der Energie des Primärteilchens und der Eindringtiefe X_{\max} des Schauermaximums. Im Mittel dringen ausgedehnte Luftschauer von leichten Primärteilchen tiefer in die Erdatmosphäre ein als solche von schwereren Elementen mit gleicher Primärenergie. Auf Grund der statistischen Natur der Wechselwirkungsprozesse ist die Schauerentwicklung jedoch starken Schwankungen unterlegen. Die Massenzusammensetzung kann daher nur als statistischer Mittelwert eines Ensembles gemessener Luftschauerereignisse bestimmt werden. Die mittlere Elementzusammensetzung wird daher durch Analyse der X_{\max} -Verteilungen in verschiedenen Intervallen der rekonstruierten Energie ermittelt.

Die Methoden zur Energierekonstruktion und zur Massenbestimmung werden im folgenden Kapitel – wenn nicht anders lautend – mit Hilfe der bei diskreten Energien generierten M^{te}Carlo-Bibliothek (Abschnitt 2.2.3.2) entwickelt. Die aus den M^{te}Carlo-Ereignissen rekonstruierten Schauergrößen gehen dabei unter Berücksichtigung der vollständigen Detektorsimulation in die Analysen ein. Zunächst werden die charakteristischen Eigenschaften von ausgedehnten Luftschauern vorgestellt, die die Grundlagen für die weiteren Analysen bilden. In Abschnitt 7.2 werden die Energierekonstruktionsmethoden vorgestellt. Die mit diesen Methoden rekonstruierten Spektren sind gegenüber dem wahren Spektrum verzerrt. Dabei ergibt sich die Verzerrung aus der Massenabhängigkeit (bei vier der Methoden) und aus der Faltung der endlichen Energieauflösung des Detektors mit dem wahren Energiespektrum. Zur Bestimmung des wahren Energiespektrums wird eine sogenannte Entfaltungsmethode angewendet (Abschnitt 7.2.3). Das Kapitel schließt mit der Darstellung der Methode zur Bestimmung der Elementzusammensetzung.

7.1 Grundlagen

Für die Methoden zur Energie- und Massenbestimmung aus den HEGRA-Daten spielt das longitudinale Profil der Teilchenkaskade¹ eines ausgedehnten Luftschauers eine zentrale Rolle. Abbildung 7.2 zeigt exemplarisch die Longitudinalentwicklung für jeweils zehn Luftschauer von a) Protonen und b) Eisenkernen bei 300 TeV Primärenergie. Aus dem Vergleich der beiden Teilabbildungen geht hervor, daß Luftschauer von Protonen im Mittel das Schauermaximum tiefer in der Erdatmosphäre erreichen als Luftschauer von Eisenkernen gleicher Energie. Es wird auch deutlich, daß die von den Protonen initiierten Teilchenkaskaden deutlich stärker in der Schauerentwicklung fluktuieren als die der Eisenkerne. Die Unterschiede in der Schauerentwicklung von Protonen und Eisenkernen sind auf die Tiefe der ersten Wechselwirkung t_{first} in der Erdatmosphäre und die Energieabhängigkeit der Höhe des Schauermaximums zurückzuführen. Die Tiefe der ersten Wechselwirkung folgt einer Exponentialverteilung in der durchlaufenen Atmosphärentiefe λ und hängt von der mittleren freien Weglänge λ_{int} ab:

$$t_{\text{first}} \sim e^{(-\lambda/\lambda_{\text{int}})} \quad (7.1)$$

Die mittlere freie Weglänge ist *per definitionem* mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{inel} verknüpft:

$$\lambda_{\text{int}} \sim 1/\sigma_{\text{inel}} \quad (7.2)$$

Daraus folgt, daß die erste Wechselwirkung für schwere Kerne auf Grund des größeren inelastischen Wirkungsquerschnitts im Mittel früher in der Erdatmosphäre stattfindet als für leichte Elemente. In Abbildung 2.3 liegt t_{first} für Eisenkerne bei etwa 15 g/cm^2 und für Protonen bei ca. 70 g/cm^2 . Im Vergleich zu Luftschauern von Eisenkernen bewirkt die größere Breite der t_{first} -Verteilung von Protonen, daß von Ereignis zu Ereignis stärkere Fluktuationen in der Schauerentwicklung auftreten. Die mittlere Eindringtiefe des Schauermaximums von protonisch induzierten Luftschauern liegt im Mittel etwa $100\text{-}120 \text{ g/cm}^2$ tiefer in der Erdatmosphäre als von Eisenkernen gleicher Energie (vergleiche Abbildung 7.13). Zu dieser Differenz trägt der Unterschied im Ort der ersten Wechselwirkung etwa 55 g/cm^2 bei. Weitere $50\text{-}70 \text{ g/cm}^2$ ergeben sich aus dem *Superpositionsmodell* im Zusammenhang mit der Energieabhängigkeit der Schauermaximumshöhe. Ein Luftschauer eines Eisenkerns mit Energie E kann nach dem Superpositionsmodell durch die Überlagerung von 56 Unterschauern mit der Energie

¹Mit dem Begriff *Teilchenkaskade* seien im Folgenden nur die Elektronen und Positronen gemeint.

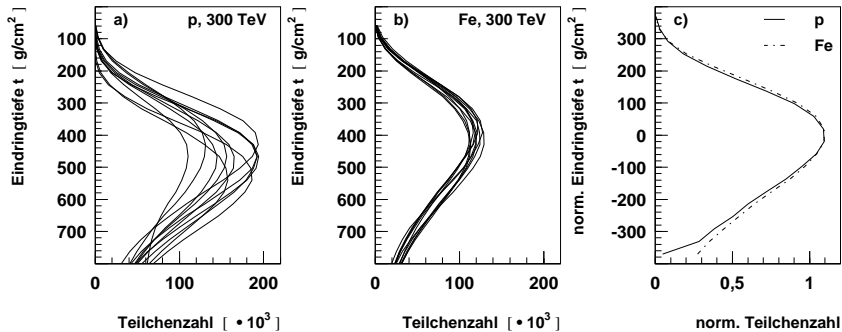


Abbildung 7.2: Die longitudinale Schauerentwicklung der Teilchenkaskade. Teilabbildung a) zeigt die Entwicklung für zehn Luftschauer von Protonen mit 300 TeV Primärenergie und b) die Entwicklung für zehn durch Eisenkerne induzierte Luftschauer. Das mittlere longitudinale Schauerprofil von Protonen und Eisenkernen bei 300 TeV ist in c) dargestellt. Dazu werden die Schauer zunächst jeweils auf eine einheitliche Position des Schauermaximums geschoben und die Teilchenzahlen werden im Maximum auf eins normiert. Das mittlere Schauerprofil ergibt sich dann durch Mittelung der Teilchenzahlen in den Eindringtiefenintervallen.

von jeweils² $1/56 \cdot E$ beschrieben werden. Da mit sinkender Energie das Maximum eines Luftschauers früher in der Erdatmosphäre erreicht wird, ergibt sich für das Ensemble der Subschauer ein kleineres X_{max} .

Die beiden Teilabbildungen 7.2 a) und b) täuschen allerdings darüber hinweg, daß im Mittel die Longitudinalentwicklungen für protonen- und eisenkerninduzierte Luftschauer gleicher Energie gut übereinstimmen³. Dies wird deutlich in Teilabbildung 7.2 c), in der die einzelnen Teilchenkaskaden auf eine einheitliche Position des Schauermaximums geschoben und auf die Anzahl der Teilchen im Maximum normiert wurden. Das mittlere longitudinale Profil ergibt sich jeweils über Mittelung der Teilchenzahlen in den Eindringtiefen-Bins. Die Übereinstimmung der mittleren Longitudinalentwicklungen kann nach [LINDNER 98] durch die Kombination zweier Effekte erklärt werden. Ein Luftschauer eines

²Tatsächlich beschreibt die für ein hadronisches Wechselwirkungsmodell charakteristische Inelastizität, wie die Gesamtenergie auf die einzelnen Fragmente verteilt wird.

³Dieser Rückschluß wird auch aus den Ergebnisse der Analysen in [RAABE 99] gezogen. Für 1 PeV Luftschauer von Protonen und Eisenkernen treten lediglich in den frühen Phasen geringe Abweichungen ($< 10\%$) in den mittleren Longitudinalentwicklung auf.

Kerns mit n Nukleonen und Primärenergie E wird in guter Näherung durch das Superpositionsmodell als Überlagerung von n Schauern mit Energie E/n beschrieben. Mit sinkender Primärenergie nimmt die Breite des mittleren Longitudinalprofils ab. Die n Subkaskaden überlagern sich jedoch derart, daß im Mittel die Breite des gesamten Longitudinalprofils mit der Breite eines Luftschauers von leichten Elementen übereinstimmt.

Die Übereinstimmung der mittleren Longitudinalentwicklung hat für die Bestimmung der Distanz d_{\max} zwischen der Höhe des Schauermaximums und dem Detektor sowie der Anzahl der Teilchen $N_{e,\max}$ im Schauermaximum wichtige Konsequenzen: d_{\max} und $N_{e,\max}$ können unabhängig von der Masse des Primärteilchens bestimmt werden.

7.1.1 Bestimmung der Eindringtiefe bis zum Schauermaximum

Wie bereits erwähnt, setzt sich die Lateralverteilung der Čerenkovlichtdichte auf Beobachtungsniveau aus Beiträgen aus allen Phasen der Schauerentwicklung zusammen. Sie gibt somit die longitudinale Entwicklung der Teilchenkaskade wieder. Die Distanz d_{\max} zwischen der Höhe des Schauermaximums und dem Detektor spiegelt sich in charakteristischer Weise in der Form der lateralen Čerenkovlichtverteilung wider. Das Verfahren zur Bestimmung von d_{\max} aus der mit den AIROBICC-Detektoren gemessene Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte wird mit Hilfe der simulierten M^{te} Carlo-Schauer entwickelt und optimiert.

Patterson und Hillas haben bereits früh erkannt, daß sich die Longitudinalentwicklung der Teilchenkaskade unmittelbar auf die Lateralverteilung der Čerenkovlichtdichte überträgt und daß die nach Gleichung 2.4 ermittelte Steigung $1/r_L$ dieser Verteilung ein Maß für die Distanz d_{\max} zwischen der Höhe des Schauermaximums und dem Detektor ist [PATTERSON & HILLAS 83]. Aus den detaillierten Untersuchungen in [PRAHL 99] geht hervor, daß die Steigung $1/r_L$ einzig und allein durch das Verhältnis $N_{e,\max}/N_e$, aus der Teilchenzahl im Schauermaximum und auf Beobachtungsniveau bestimmt ist. Aus der Korrelation zwischen $N_{e,\max}/N_e$ und d_{\max} folgt dann, daß $1/r_L$ ein Maß für die Distanz zwischen der Höhe des Schauermaximums und dem Detektor ist. In Abbildung 7.3 ist die Korrelation zwischen $1/r_L$ und d_{\max} für vier verschiedene Primärteilchen dargestellt. Zu erkennen ist, daß die Mittelwerte der Verteilungen in guter Näherung auf einer Geraden liegen, aber auch, daß die

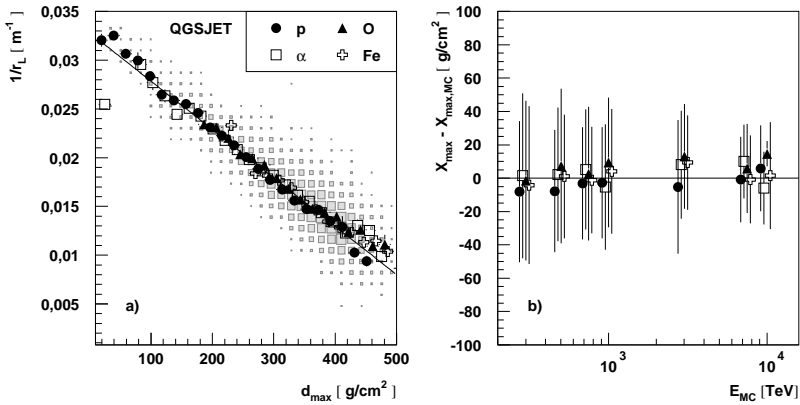


Abbildung 7.3: Die Korrelation zwischen $1/r_L$ und d_{\max} . Die Symbole in a) zeigen die Mittelwerte der $1/r_L$ -Verteilungen in den d_{\max} -Bins für vier verschiedene Primärteilchen. Die grauen Kästchen geben die zweidimensionale Verteilung wieder. Die Linie kennzeichnet das Ergebnis der Anpassung einer Geraden nach Gleichung 7.3. In b) ist die Qualität der Rekonstruktion der Eindringtiefe X_{\max} als Funktion der Energie dargestellt. Die Balken geben die Streuung (RMS) an. Aus Übersichtlichkeitsgründen wurden die vier Primärteilchen gleicher Energie versetzt dargestellt.

Korrelation mit zunehmender Distanz d_{\max} durch Fluktuationen in der Schauerentwicklung schlechter wird. Durch eine χ^2 -Anpassung einer Geraden an die Mittelwerte in Abbildung 7.3 ergibt sich

$$d_{\max} = 664,9 \text{ g/cm}^2 + 20145,9 \text{ m g/cm}^2 \cdot \frac{1}{r_L}. \quad (7.3)$$

Unter Berücksichtigung der Einfallsrichtung Θ des kosmischen Primärteilchens kann aus d_{\max} die Eindringtiefe X_{\max} des Schauermaximums bestimmt werden:

$$X_{\max} = \frac{793 \text{ g/cm}^2}{\cos(\Theta)} - d_{\max} \quad (7.4)$$

Teilabbildung 7.3 b) belegt, daß mit dieser Methode die Eindringtiefe X_{\max} bis zum Schauermaximum im Mittel auf 10 g/cm^2 genau rekonstruiert werden kann. Die Breiten der Verteilungen (RMS) der rekonstruierten Eindringtiefen sind in guter Näherung unabhängig von der Masse des Primärteilchens. Bei 300 TeV betragen sie etwa eine Strahlungslänge. Mit zunehmender Energie nimmt die Breite ab, weil das Schauermaximum tiefer in

der Erdatmosphäre erreicht und somit die Streubreite der rekonstruierten Distanz d_{\max} kleiner wird. Abbildung 7.3 enthält nur M^{te} Carlo-Schauer, die das Schauermaximum vor der Beobachtungsebene erreicht haben, weil von den tiefer eindringenden Schauern die Distanz zwischen Detektor und Schauermaximum nicht explizit bestimmt wurde. In der weiteren Analyse werden Ereignisse mit einer rekonstruierten Distanz d_{\max} von weniger als 50 g/cm^2 verworfen. Durch diesen Schnitt sind maximal 5 % der Luftschauer von Protonen und Heliumkernen betroffen. Bei der Bestimmung des Energiespektrums und der Massenzusammensetzung wird auf den Anteil der verworfenen Luftschauer korrigiert.

7.1.2 Rekonstruktion der Teilchenzahl im Schauermaximum

Wie noch in Abschnitt 7.2 gezeigt werden wird, kann aus der Teilchenzahl $N_{e,\max}$ im Schauermaximum die elektromagnetische Energie eines Luftschauers bestimmt werden. $N_{e,\max}$ wird dabei aus den mit den HEGRA-Detektoren meßbaren Größen⁴ N_s und $1/r_L$ unter Ausnutzung der Korrelation von $N_s/N_{e,\max}$ und $1/r_L$ rekonstruiert. Durch eine χ^2 -Anpassung an die Mittelwerte von $N_s/N_{e,\max}$ in Abbildung 7.4 ergibt sich:

$$\frac{N_s}{N_{e,\max}} = \sum_{i=0}^3 p_i \cdot (1/r_L)^i \quad (7.5)$$

mit $p_0 = 0,6734$; $p_1 = -95,453 \text{ m}$; $p_2 = 6095,0 \text{ m}^2$ und $p_3 = -50302,0 \text{ m}^3$.

In Teilabbildung 7.4 b) ist die relative Auflösung σ_{rel} dargestellt, mit der die Zahl der Schauerteilchen im Maximum unter Anwendung von Gleichung 7.5 aus der Messung von N_s und $1/r_L$ bestimmt werden kann. Ihr Wert beträgt bei Energien von 300 TeV zwischen 22 % und 26 % und wird mit zunehmender Energie kleiner. Die relative Auflösung wird in etwa durch gleiche Anteile der Streuungen der rekonstruierten N_s - und $1/r_L$ -Verteilungen bestimmt. Die intrinsischen Fluktuationen in der Rekonstruktion von $N_{e,\max}$, die sich bei exakter Kenntnis von N_s und $1/r_L$ ergeben würden, liegen bei 7 % für 300 TeV und bei 2-6 % für 10 PeV Primärenergie.

⁴Zur Erinnerung: N_s kennzeichnet die nach der Bleischicht gemessene Teilchenzahl.

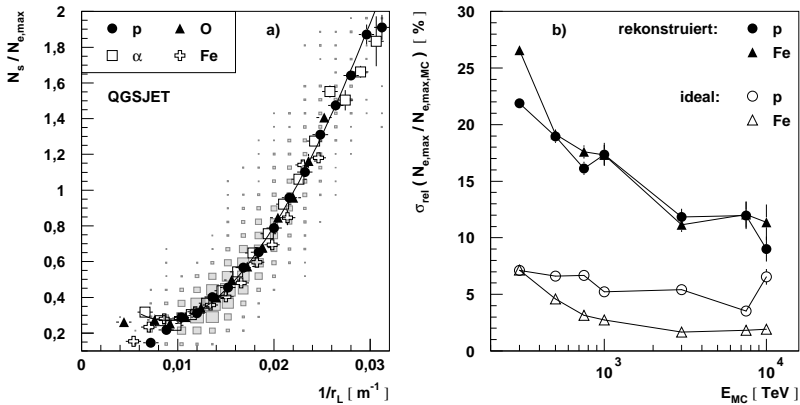


Abbildung 7.4: Rekonstruktion der Teilchenzahl $N_{s,\max}$ im Schauermaximum. In a) sind die Mittelwerte der $N_s/N_{e,\max}$ -Verteilungen in $1/r_L$ -Bins als Punkte dargestellt. Die vertikalen Balken zeigen die statistischen Fehler der Mittelwerte. Die zweidimensionale Gesamtverteilung ist durch die grauen Kästchen dargestellt. Das Verhältnis von N_s zu $N_{e,\max}$ kann auch größer als eins sein, weil die Szintillatoren mit Bleiplatten zur Konvertierung von γ -Quanten bedeckt sind. An die Mittelwerte wurde ein Polynom 3. Grades angepaßt (Linie). In b) ist die relative Auflösung σ_{rel} (RMS) dargestellt, mit der $N_{e,\max}$ aus N_s und $1/r_L$ rekonstruiert werden kann. Die gefüllten Symbole zeigen σ_{rel} als Funktion der Primärenergie, wenn N_s und $1/r_L$ unter Berücksichtigung der vollen Detektorsimulation bestimmt werden. Die für ideale Meßgrößen erzielbare Auflösung ist durch die offenen Symbole dargestellt.

7.1.3 Abschätzung der Energie pro Nukleon

Die Eindringtiefe X_{\max} bis zum Schauermaximum ist mit der Energie pro Nukleon E/A des Primärteilchens korreliert. Aus den M^{te} Carlo-Simulationen kann in guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen X_{\max} und $\log_{10}(E/A)$ festgestellt werden:

$$\log_{10}(E[\text{TeV}]/A) = \frac{(X_{\max} - 329,4 \text{ g/cm}^2)}{74,5 \text{ g/cm}^2} \quad (7.6)$$

Hierbei wurden die beiden Konstanten durch eine χ^2 -Anpassung an die Mittelwerte in Abbildung 7.5 ermittelt. Auf Grund der Schwankungen in der Schauerentwicklung kann $\log_{10}(E/A)$ jedoch nur grob bestimmt werden. Bei 300 TeV Primärenergie ergibt sich eine relative Auflösung von etwa 50 %. Die Bestimmung von $\log_{10}(E/A)$ ist wichtig für die massenun-

abhängigen Energierekonstruktionsmethoden, die in Abschnitt 7.2.2 vorgestellt werden.

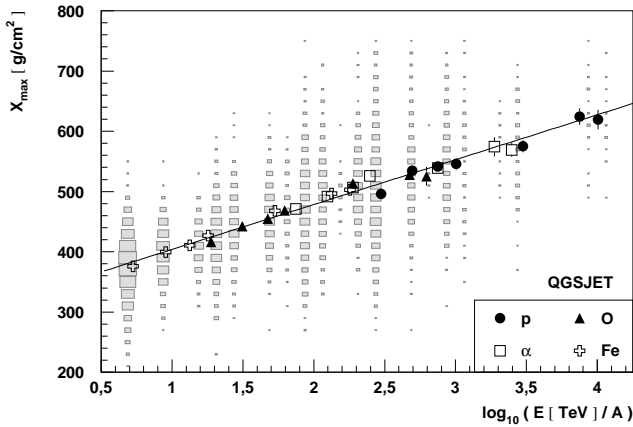


Abbildung 7.5: Die Korrelation zwischen der Eindringtiefe X_{\max} und dem Logarithmus der Energie pro Nukleon $\log_{10}(E/A)$. Die vertikalen Balken zeigen die statistischen Fehler der einzelnen Mittelwerte. Die grauen Kästchen geben die zweidimensionale Gesamtverteilung wieder. Die Linie zeigt das Ergebnis der Anpassung nach Gleichung 7.6.

7.2 Rekonstruktion der Primärenergie

7.2.1 Massenabhängige Energierekonstruktion

Aus der Messung der Lateralverteilungen der Elektronen und der Čerenkovphotonen kann die in einem ausgedehnten Luftschauer enthaltene elektromagnetische Energie bestimmt werden. Unter der Annahme, die kosmische Strahlung bestehe nur aus Elementen einer festen Massenzahl A , ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen den meßbaren Größen, mit denen die elektromagnetische Energie abgeschätzt wird, und der Gesamtenergie des Primärteilchens. Prinzipiell können verschiedene, aus der Lateralverteilung der Elektronen und der Čerenkovphotonen rekonstruierbare, Schauerparameter verwendet werden, um die elektromagnetische Energie eines Luftschauers abzuschätzen: die Teilchenzahl N_s auf Detektorniveau und daraus abgeleitet die Teilchenzahl $N_{e,\max}$ im

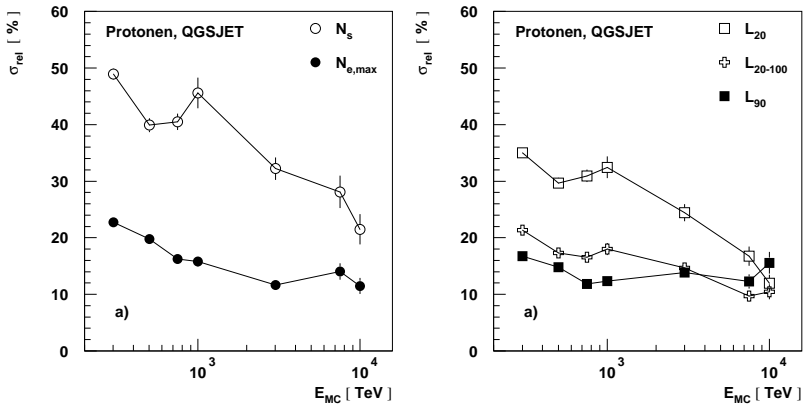


Abbildung 7.6: Die relative auf den Mittelwert bezogene Breite σ_{rel} von Verteilungen verschiedener meßbarer Schauerparameter. Aus Übersichtlichkeitsgründen sind nur die Ergebnisse für das Primärteilchen mit den größten Breiten (Protonen) dargestellt. Die entsprechenden Breiten der anderen Elemente nehmen auf Grund der geringeren Schauerfluktuationen mit zunehmender Massenzahl ab.

Schauermaximum sowie die aus der Lateralanpassung der Čerenkovphotonenverteilung bestimmten Lichtmengen bei unterschiedlichen Abständen vom Schauerkernort – z.B. L_{90} in 90 m und L_{20} in 20 m Abstand oder die zwischen 20 m und 100 m aufintegrierte Lichtmenge L_{20-100} . Für die genannten Größen lassen sich Verfahren entwickeln, mit denen im Mittel die elektromagnetische Energie gleich gut rekonstruiert werden kann. Die erreichbare Energieauflösung variiert jedoch stark für die verschiedenen Schauerparameter. Daher wird im Folgenden zunächst je ein auf der Teilchenzahl und der Čerenkovlichtmenge basierender Parameter ausgewählt, mit dem die günstigste Energieauflösung erzielt werden kann. Die massenabhängigen Methoden, mit denen aus diesen Schauerparametern die Energie rekonstruiert wird, werden anschließend vorgestellt.

Abbildung 7.6 zeigt exemplarisch für Protonen die relativ auf den Mittelwert bezogenen Breiten σ_{rel} (RMS) der Verteilungen der oben genannten Schauerparameter als Funktion der Primärenergie. Die kleinsten Werte von σ_{rel} ergeben sich für $N_{e,max}$ und L_{90} . Das unterschiedliche Verhalten der Breiten der auf der Teilchenzahl (und entsprechend auch

der auf der Čerenkovlichtmenge) beruhenden Schauerparameter ist auf die Fluktuationen in der Schauerentwicklung – bzw. auf die Sensitivität der Schauerparameter auf diese Fluktuationen – zurückzuführen. Die N_s -Verteilungen sind besonders breit, weil die Zahl der Schauerteilchen auf Beobachtungsniveau sowohl den allgemeinen Schwankungen der Longitudinalentwicklung als auch den Fluktuationen der Schauermaximumshöhe unterliegt. Im Vergleich dazu sind die Streuungen der Teilchenzahl $N_{e,\max}$ im Schauermaximum um einen Faktor 2 bis 2,5 reduziert. Die Breite der $N_{e,\max}$ -Verteilungen setzt sich aus den intrinsischen Schwankungen in der Schauerentwicklung und – zum Großteil – aus den Streuungen der mit einem nicht idealen Detektor nachgewiesenen Schauergrößen zusammen, aus denen $N_{e,\max}$ rekonstruiert wird. (vergleiche Abschnitt 7.1.2).

Die Form der lateralen Čerenkovlichtverteilung wird ebenfalls durch Schwankungen in der Longitudinalentwicklung der Teilchenkaskade beeinflusst. Die stärksten Schwankungen in der Lichtdichte ergeben sich nahe des Schauerzentrums. Čerenkovphotonen, die weniger als 20-30 m vom Kernort entfernt auftreffen, stammen überwiegend aus der letzten Phase der Schauerentwicklung in geringer Höhe über dem Detektor (vergleiche Abbildung 2.2). In großer Höhe emittierte Photonen treffen dagegen hauptsächlich im Bereich von 90-100 m Kernortabstand auf. Fluktuationen in der Longitudinalentwicklung übertragen sich unmittelbar auf die Lichtdichte bei geringen Abständen vom Schauerzentrum, beeinflussen die Lichtdichte bei 90-100 m aber kaum. Konsequenterweise ergibt sich für die Verteilungen des L_{90} -Parameters eine geringere Breite als für L_{20} und L_{20-100} .

$N_{e,\max}$ und L_{90} sind die aus den Lateralverteilungen rekonstruierbaren Schauerparameter, die am geringsten durch Schwankungen in der longitudinalen Schauerentwicklung beeinflusst werden. Sie werden in den weiteren Analysen als Schätzgrößen für die elektromagnetische Energie eines Luftschauers verwendet. Unter der Annahme, die kosmische Strahlung bestehe nur aus Protonen bzw. Eisenkernen, kann die Gesamtenergie des Primärteilchens einem Potenzgesetz folgend aus $N_{e,\max}$ und L_{90} rekonstruiert werden. An die Mittelwerte in Abbildung 7.7 a) und b) wurde eine Funktion der Form

$$\mathcal{O} = f(E) = E_0(A, \mathcal{O}) \cdot E^{\alpha(A, \mathcal{O})} \quad (7.7)$$

angepaßt, wobei $E_0(A, \mathcal{O})$ und $\alpha(A, \mathcal{O})$ von der Wahl der Massenhypothese A und der Observable \mathcal{O} abhängen. Die Ergebnisse der Anpassung bzw. die für die weiteren Analysen benutzten Parameter sind in Tabelle 7.1 auf-

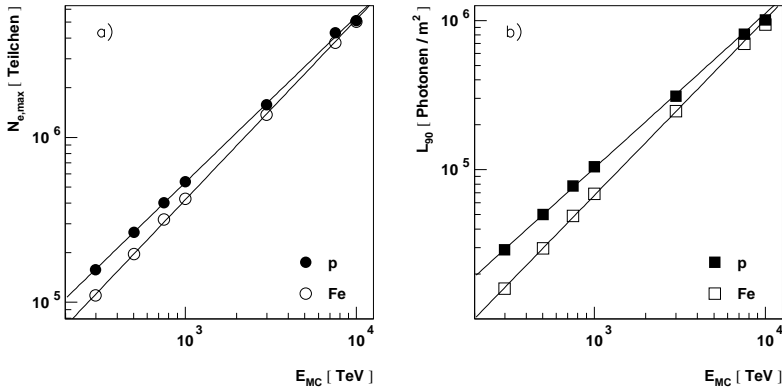


Abbildung 7.7: Die Korrelation zwischen der Zahl der Teilchen $N_{e,max}$ im Schauermaximum (a) bzw. der Čerenkovphotonendichte L_{90} (b) und der Primärenergie E_{MC} . Die gefüllten Symbole zeigen jeweils die Mittelwerte für Protonen und die offenen Symbole die für Eisenkerne. Die Linien kennzeichnen Anpassungen nach Gleichung 7.7 an die M^{te} Carlo-Punkte.

gelistet. Unter der gegebenen Hypothese kann dann die Primärenergie E aus

$$E = E_0(A, \mathcal{O})^{-1} \cdot \mathcal{O}^{1/\alpha(A, \mathcal{O})} \quad (7.8)$$

bestimmt werden. Die mit diesem Verfahren ermittelten vier Energierekonstruktionsmethoden werden im Folgenden entsprechend der Massenhypothese A und der Observable \mathcal{O} mit $E_A(\mathcal{O})$ bezeichnet (siehe auch Tabelle 7.2).

Da über die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im für HEGRA interessanten Energiebereich zumindest so viel bekannt ist, daß es sich um ein Gemisch aus leichten und schweren Elementen handelt, ist unmittelbar klar, daß die mit diesen Methoden bestimmten Energiespektren nicht den wahren Spektren entsprechen werden. Für die Energierekonstruktion unter der Protonen-Hypothese ergibt sich eine Unterschätzung der Energie für Kerne mit Massenzahl $A > 1$. Der rekonstruierte Teilchenfluß wird kleiner sein als der wahre und deren Differenz wird mit zunehmender Abweichung von der tatsächlichen Massenzusammensetzung größer. Bei den Methoden, die von der Eisenkern-Annahme ausgehen, überschätzt man die Energie für Kerne mit Massenzahl $A < 56$.

Rekonstruktionsparameter

	$N_{e,\max}$		L_{90}	
	$E_0(A)$	$\alpha(A)$	$E_0(A)$	$\alpha(A)$
p: A = 1	2,706	1,007	1,893	1,039
Fe: A = 56	2,336	1,095	1,286	1,180

Tabelle 7.1: Parameter der vier massenabhängigen Energierekonstruktionsmethoden (siehe Gleichung 7.7).

Bezeichnungen

	$N_{e,\max}$	L_{90}
p	$E_p(N_{e,\max})$	$E_p(L_{90})$
Fe	$E_{Fe}(N_{e,\max})$	$E_{Fe}(L_{90})$

Tabelle 7.2: Bezeichnungen der vier massenabhängigen Methoden.

Der Teilchenfluß der kosmischen Strahlung wird folglich auch überschätzt.

Die mit den massenabhängigen Methoden ermittelten Energiespektren können nur bei gleichzeitiger Kenntnis der chemischen Zusammensetzung richtig interpretiert werden. Da aus den HEGRA-Daten zumindest grob die Zusammensetzung bestimmt werden kann, ist es möglich, Verfahren zu entwickeln, mit denen aus den gemessenen Spektren auf das wahre Spektrum geschlossen werden kann (siehe Abschnitt 7.2.3). Umgekehrt ergibt sich aus dem Vergleich der Spektren untereinander ein Konsistenztest für die ermittelte Zusammensetzung.

7.2.2 Massenunabhängige Energierekonstruktion

Der Anteil E_{em} der Primärenergie E_{ges} , der in die elektromagnetische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers fließt, hängt von der Energie pro Nukleon E/A ab [GABRIEL 94, LINDNER 98]. Nach den Ausführungen aus Abschnitt 7.1.3 kann E/A indirekt aus der Meßgröße $1/r_L$ bestimmt werden. Durch Anwendung einer E/A -abhängigen Korrekturfunktion ist es somit möglich, aus den Schätzgrößen für die elektromagnetische Energie – $N_{e,\max}$ und L_{90} – die Gesamtenergie des Primärteilchens unabhängig von der Masse zu rekonstruieren. Da $N_{e,\max}$ und L_{90} von der Steigung der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte abhängen, geht bei diesen Verfahren der Lichtradius r_L zweifach in die Analyse ein. Die resultierenden beiden massenunabhängigen Methoden werden im Folgenden mit $E(N_{e,\max})$ und $E(L_{90})$ bezeichnet.

Zur Bestimmung der Korrekturfunktion $\xi_{em} = \mathcal{O}/E_{ges}$ wurde für die beiden Observablen \mathcal{O} an die Mittelwerte in Abbildung 7.8 eine stückweise

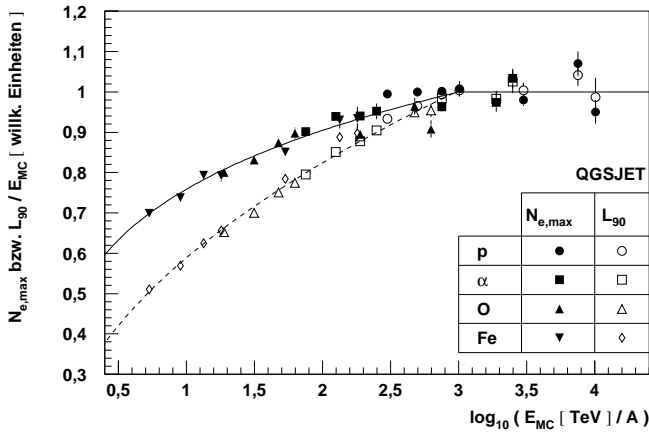


Abbildung 7.8: Der Anteil der Primärenergie, der in die elektromagnetische Komponente eines Luftschauers fließt, als Funktion der Energie pro Nukleon. Als Schätzgrößen für die elektromagnetische Energie wurden $N_{e,max}$ (gefüllte Symbole) und L_{90} (offene Symbole) verwendet. Die Linien kennzeichnen die in den weiteren Analysen eingesetzten Korrekturfunktionen ξ_{em} . Ab $\log_{10}(E/A) = 3$ werden beide Funktionen konstant fortgesetzt.

definierte Funktion

$$\xi_{em} = \frac{\mathcal{O}}{E_{ges}} = \begin{cases} p_0 \cdot \left(1 - \left(\frac{\log_{10}(E[\text{TeV}]/A)}{p_1}\right)^{p_2}\right) & : \log_{10}(E[\text{TeV}]/A) < 3 \\ q_0 & : \log_{10}(E[\text{TeV}]/A) \geq 3 \end{cases} \quad (7.9)$$

angepaßt. Die ermittelten Parameter, mit denen in den weiteren Analysen die Energie rekonstruiert wird, sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Unter Anwendung rekonstruiert werden. Neben ξ_{em} werden in [LINDNER 98] noch weitere Korrekturfunktionen vorgeschlagen, die die energieabhängigen Unterschiede in der Longitudinalentwicklung von Primärteilchen verschiedener Masse sowie bei der Methode mit L_{90} weitere höhenabhängige Effekte berücksichtigen. Die Anwendung der Energierekonstruktionsmethoden auf die M^{te} Carlo-Luftschauer nur unter Berücksichtigung der E/A -Korrekturfunktion zeigt jedoch, daß deren systematische Effekte mit weniger als 4% zu vernachlässigen sind. Aus Abbildung 7.9 geht hervor, daß der Hauptanteil des systematischen Fehlers des Mittelwertes der rekonstruierten Ener-

Parameter der massenunabhängigen Methoden

	p_0	p_1	p_2	q_0
$N_{e,max}$	-96,62	$3,36 \cdot 10^{-2}$	0,209	550,2
L_{90}	$-3,11 \cdot 10^{-2}$	$1,57 \cdot 10^{-7}$	0,49	114,6

Tabelle 7.3: Die Parameter der beiden massenunabhängigen Methoden $E(N_{e,max})$ und $E(L_{90})$ nach Gleichung 7.9.

gie auf die Bestimmung der Energie pro Nukleon zurückzuführen ist (vergleiche auch Abbildung 7.5). Insbesondere bei Luftschauern von Protonen führt die Unterschätzung von $\log_{10}(E/A)$ um etwa 10% bei 300 TeV zu einer Überschätzung der rekonstruierten Energie $E(N_{e,max})$ von 12%. Bei der Methode $E(L_{90})$ beträgt dieser Wert sogar etwa 19%, da die von Gleichung 7.9 kann die Gesamtenergie des Primärteilchens aus

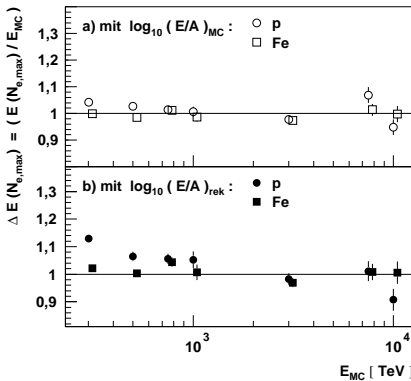


Abbildung 7.9: Systematische Monte Carlo-Studien zur Methode $E(N_{e,max})$. Dargestellt ist der Mittelwert von $\Delta E(N_{e,max})$ bei Verwendung der wahren (a) und der rekonstruierten Energie pro Nukleon (b). Aus Übersichtlichkeitsgründen sind nur die Werte für Protonen und Eisenkerne gezeigt. Die Balken geben den statistischen Fehler an.

$$E(N_{e,max}) = \frac{N_{e,max}}{\xi_{em}(N_{e,max})} \quad (7.10)$$

$$E(L_{90}) = \frac{L_{90}}{\xi_{em}(L_{90})} \quad (7.11)$$

Korrekturfunktion $\xi_{em}(L_{90})$ in diesem Energiebereich einen größere Steigung aufweist als $\xi_{em}(N_{e,max})$. Die systematische Fehlrekonstruktion der Energie bleibt jedoch auf den niederenergetische Bereich beschränkt und liegt oberhalb von 1 PeV unter 5%.

7.2.3 Die Entfaltungsmethode

Die systematische Fehlrekonstruktion der Primärenergie, die endliche Energieauflösung sowie die begrenzte Nachweeffizienz führen dazu, daß

ein rekonstruiertes Energiespektrum nicht mit dem wahren Spektrum übereinstimmt. Allgemein bezeichnet man Methoden, mit denen aus dem gemessenen Spektrum g das wahre Spektrum f ermittelt wird, als *Entfaltungsmethoden*. Der Meßprozeß läßt sich formal durch

$$g(y) = \int_a^b A(y, x) f(x) dx \quad (7.12)$$

darstellen. $A(y, x)$ bezeichnet hierbei die Antwort-Funktion, die den Einfluß des Meßprozesses auf die Größe x beschreibt, so daß sich die Größe y ergibt. In der Praxis ist es üblich bzw. notwendig, die häufig komplizierten Integrale in Gleichung 7.12 durch Summen zu ersetzen:

$$g_i = \sum_j A_{ij} f_j \quad (7.13)$$

Dazu werden die Größen x und y in Intervall x_j und y_i eingeteilt. In Gleichung 7.13 gehen dann nur die Funktionswerte $g_i = g(y_i)$ an der Stelle y_i und $f_j = f(x_j)$ an der Stelle x_j ein. Die Elemente A_{ij} der Antwortmatrix \mathbf{A} bezeichnen die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis des wahren Spektrums f_j nach g_i rekonstruiert wird.

Die Antwortmatrix \mathbf{A} wird mit Hilfe der M^{te}Carlo-generierten Luftschauer ermittelt. Um Ausreißer der Observablen auf Grund von statistischen Fluktuationen zu eliminieren, werden die Verteilungen der rekonstruierten Energien – präziser: die Verteilungen von $\log_{10}(E_{\text{rek}})$ – jeweils in Intervallen der M^{te}Carlo-Energie mit Gaußfunktionen angepaßt. Der Mittelwert und die Breite dieser Verteilungen parametrisiert als Funktion der M^{te}Carlo-Energie bilden dann die Grundlage für die Antwortmatrix. Die Elemente A_{ij} der Antwortmatrix werden nachträglich so normiert, daß ihre Summe in einem M^{te}Carlo-Energie-Intervall j jeweils eins ergibt:

$$\sum_i A_{ij} = 1 \quad (7.14)$$

Die Akzeptanz wird gesondert als Funktion der Energie bestimmt und bei der Entfaltung multiplikativ berücksichtigt. Abbildung 7.10 gibt einen schematischen Überblick der Transformation eines hypothetischen Energiespektrums \mathbf{f} nach \mathbf{g} .

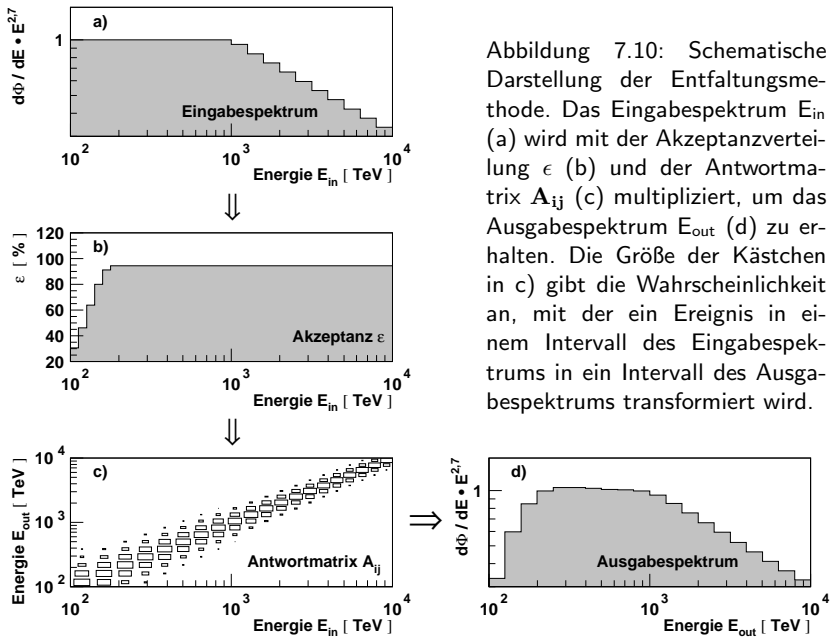


Abbildung 7.10: Schematische Darstellung der Entfaltungsmethode. Das Eingabespektrum E_{in} (a) wird mit der Akzeptanzverteilung ϵ (b) und der Antwortmatrix A_{ij} (c) multipliziert, um das Ausgabespektrum E_{out} (d) zu erhalten. Die Größe der Kästchen in c) gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Ereignis in einem Intervall des Eingabespektrums in ein Intervall des Ausgabespektrums transformiert wird.

Bei der Bestimmung des wahren Spektrums \mathbf{f} durch Entfaltungsmethoden wird zwischen zwei Fällen unterschieden. Bei der sogenannten Rückwärtsfaltung gewinnt man \mathbf{f} durch Matrixinversion von \mathbf{A} :

$$\mathbf{f} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{g} \quad (7.15)$$

Statistische Schwankungen der Matrixelemente A_{ij} führen jedoch häufig zu unphysikalischen Ergebnissen. Durch die Anwendung von sogenannten *Regularisierungsmethoden* [BLOBEL & LOHRMANN 98, SCHMELLING 94] kann der Einfluß dieser Fluktuationen minimiert werden. Die Methode der Rückwärtsfaltung wurde auf HEGRA-Daten in [WIEBEL-SOOTH 98] und [KORNMAYER 99] angewandt.

Für die vorliegende Arbeit wurde das Verfahren der Vorwärtsfaltung ausgewählt. Bei dieser Art der Entfaltung wird für eine theoretische Verteilung \mathbf{f}_{th} mit Hilfe von \mathbf{A} die zu erwartenden Verteilung \mathbf{g}_{th} bestimmt. Mit einem Testverfahren kann dann überprüft werden, ob \mathbf{g}_{th} mit der gemessenen Verteilung \mathbf{g}_{exp} übereinstimmt. Läßt sich \mathbf{f}_{th} als eine ana-

lytische Funktion der Form $f(E, p_1, \dots, p_n)$ darstellen, so kann durch eine χ^2 -Minimierung unter Variation der n freien Parameter p_1 bis p_n die theoretische Verteilung ermittelt werden, die die Daten am besten reproduziert.

7.2.4 Vergleich der sechs Energierekonstruktionsmethoden

In den vorherigen Abschnitten wurden vier vom Primärteilchentyp abhängige und zwei unabhängige Energierekonstruktionsmethoden vorgestellt. Die Unterschiede der insgesamt sechs Methoden lassen sich durch drei Punkte charakterisieren:

1. Die unabhängigen⁵ Schätzgrößen für die elektromagnetische Energie $N_{e,\max}$ und L_{90} .
2. Die unterschiedliche Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Masse der Primärteilchen.
3. Die Energieauflösung als Funktion der Energie.

Der erstgenannte Punkt ist von Bedeutung zur Ermittlung von systematischen Fehlern, die auf Detektoreigenschaften beruhen. Unter Berücksichtigung der Systematiken, die sich aus den Energierekonstruktionsmethoden ergeben, sollten die aus $N_{e,\max}$ und L_{90} bestimmten Energiespektren übereinstimmen.

Die Unterschiede in der Abhängigkeit von der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung sowie in der Energieauflösung erlauben die systematische Unsicherheiten der Methoden zu studieren. In Abbildung 7.11 ist die relative Energieauflösung $\sigma(E_{\text{rek}}/E_{\text{MC}})$ als Funktion der Energie exemplarisch für vier der sechs Methoden dargestellt. Die Ergebnisse beziehen sich stellvertretend nur auf Protonen, da zwischen den Primärteilchen keine signifikanten Unterschiede festzustellen sind. Differenzen in der Energieauflösung treten hauptsächlich bei Energien unterhalb von 1 PeV auf. Die schlechteste Energieauflösung zeigen die beiden massenunabhängigen Methoden $E(N_{e,\max})$ und $E(L_{90})$ mit etwa 30 % bei 300 TeV. In diesem Energiebereich sind die Korrekturfunktionen ξ_{em} ,

⁵Tatsächlich sind $N_{e,\max}$ und L_{90} nicht unabhängig, weil einerseits $N_{e,\max}$ aus $1/r_L$ und N_s bestimmt wird und andererseits zur globalen Eichung der Lichtmenge N_s benötigt wird. Die dominierenden Größen N_s und L_{90} werden jedoch von zwei unabhängigen Detektorsystemen gemessen.

die zur Bestimmung von $E(N_{e,\max})$ und $E(L_{90})$ benutzt werden, deutlich von der Energie pro Nukleon abhängig, so daß sich die Schwankung in der Bestimmung von $\log_{10}(E/A)$ unmittelbar auf die rekonstruierte Energie überträgt.

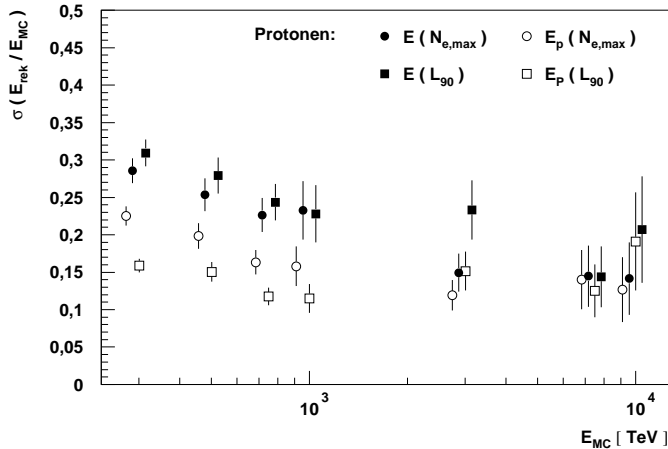


Abbildung 7.11: Die relative Energieauflösung $\sigma(E_{\text{rek}}/E_{\text{MC}})$, die in vier der sechs Methoden erzielt wird, als Funktion der Energie E_{MC} . Aus Übersichtlichkeitsgründen sind nur die Ergebnisse für Protonen als Primärteilchen dargestellt.

Eine bessere Energieauflösung bei 300 TeV läßt sich mit den massenabhängigen Methoden erzielen. Die Unterschiede zwischen $E_p(N_{e,\max})$ und $E_p(L_{90})$ (und ganz analog zwischen $E_{\text{Fe}}(N_{e,\max})$ und $E_{\text{Fe}}(L_{90})$) sind auf die Meßgrößen $N_{e,\max}$ und L_{90} zurückzuführen (vergleiche hierzu auch Abbildung 7.6). Die Methode $E_p(L_{90})$ zeigt die beste Energieauflösung, da L_{90} weder von den natürlichen Schwankungen in der Schauerverwicklung noch durch den Meßprozeß entscheidend beeinflusst wird. Die Teilchenzahl $N_{e,\max}$ im Schauervermaximum ist qualitativ gleichwertig zu L_{90} . Hier macht sich allerdings der Einfluß des Meßprozesses der Schauervergrößen N_s und $1/r_L$ bemerkbar, aus denen $N_{e,\max}$ ermittelt wird. Oberhalb einiger PeV gibt es keine signifikanten Unterschiede in der Energieauflösung mehr. Der durchschnittliche Wert liegt hier bei 15%.

Der Einfluß der Energieauflösung und der Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung auf die

mit den unterschiedlichen Methoden rekonstruierten Energiespektren wird in Abbildung 7.12 demonstriert. Dazu wurden im Rahmen eines Simulationsprogrammes von einem hypothetischen Eingabespektrum, daß durch zwei Potenzgesetze mit spektralen Indizes von $\gamma = 2,7$ bzw. $\gamma = 3,1$ und einer Knieposition bei $\log_{10}(E[\text{TeV}]) = 3,5$ beschrieben wird, die Spektren berechnet, die sich unter Anwendung der verschiedenen Energierekonstruktionsmethoden ergeben würden. Das Verfahren zur Simulation entsprach dabei der im vorigen Abschnitt erläuterten Vorwärtsfaltung. Für die chemische Zusammensetzung des hypothetischen Spektrums wurde ein Gemisch mit gleichen Anteilen aus Protonen, Helium-, Sauerstoff- und Eisenkernen gewählt. Die in Abbildung 7.12 dargestellten Spektren sind gegenüber dem Eingabespektrum aus drei Gründen verzerrt:

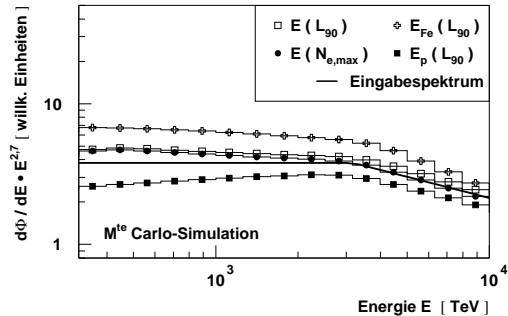


Abbildung 7.12: Rekonstruierte Energiespektren, die sich unter Anwendung von vier der sechs Methoden auf ein hypothetisches Eingabespektrum (Linie) ergeben.

- In den massenabhängigen Methoden führt die systematische Fehlrekonstruktionen der Energie zur Unter- bzw. Überschätzung des differentiellen Teilchenflusses.
- Die endliche Energieauflösung führt unter Berücksichtigung des steilen Energiespektrums dazu, daß relativ betrachtet mehr Teilchen mit größerer Energie rekonstruiert werden. Der differentielle Fluß wird somit überschätzt. Mit zunehmender Energie wird die Energieauflösung jedoch kleiner (hauptsächlich in den massenunabhängigen Methoden), so daß dieser Effekt nur bei Energien im TeV-Bereich eine Rolle spielt. Dadurch ergibt sich insgesamt ein größerer Spektralindex und damit ein steileres Spektrum.
- Da die Nachweis-Effizienz bei etwa 95 % liegt, reduziert sich der rekonstruierte Fluß gegenüber dem wahren.

Die mit den verschiedenen Methoden rekonstruierten Energiespektren zeigen deutliche Unterschiede. Unter Anwendung der in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Entfaltungsmethode ist es jedoch möglich, das wahre Spektrum zu ermitteln. Der Vergleich der verschiedenen Methoden dient der Überprüfung der Ergebnisse und hilft, systematische Fehler zu erkennen.

7.3 Bestimmung der chemischen Zusammensetzung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, neben der Rekonstruktion des Energiespektrums auch die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung zu bestimmen. Wie bereits in Abschnitt 7.1 erwähnt unterscheiden sich Luftschauer von Primärteilchen mit verschiedener Masse hinsichtlich der mittleren Eindringtiefe des Schauermaximums. Für das HEGRA-Experiment ist die Eindringtiefe X_{\max} über die Messung der lateralen Čerenkovlichtverteilung zugänglich. Im Folgenden wird die Methode beschrieben, mit der aus X_{\max} die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bestimmt wird.

7.3.1 Die Eindringtiefe des Schauermaximums als massensensitive Observable

Bei einer festen Energie ist die Eindringtiefe X_{\max} bis zum Schauermaximum ein Maß für die Masse des kosmischen Primärteilchens. Auf Grund der intrinsischen Schwankungen von X_{\max} kann die chemische Zusammensetzung jedoch nur als statistischer Mittelwert eines großen Datensatzes bestimmt werden. Abbildung 7.13 zeigt die systematischen Unterschiede der mittleren Eindringtiefen für Protonen, Helium-, Sauerstoff- und Eisenkerne. Die Unterschiede zwischen den Primärteilchen lassen sich auf zwei Punkte zurückführen:

- Luftschauer, die durch leichte Kerne initiiert werden, erreichen ihr Schauermaximum im Mittel später in der Erdatmosphäre als Luftschauer schwererer Kerne mit gleicher Primärenergie. Der maximale Unterschied in der mittleren Eindringtiefe beträgt zwischen proton- und eisenkern-initiierten Schauern etwa 120 g/cm^2 bei 300 TeV. Mit zunehmender Primärenergie dringen die Schauermaxima tiefer in die Erdatmosphäre ein.
- Die Eindringtiefenverteilungen werden mit zunehmender Masse der

Primärteilchen schmaler. Die Breiten (RMS) der X_{\max} -Verteilungen unterscheiden sich für Luftschauer von Protonen und Eisenkerne um etwa 60 g/cm^2 . Eine Energieabhängigkeit der Breiten kann nicht festgestellt werden.

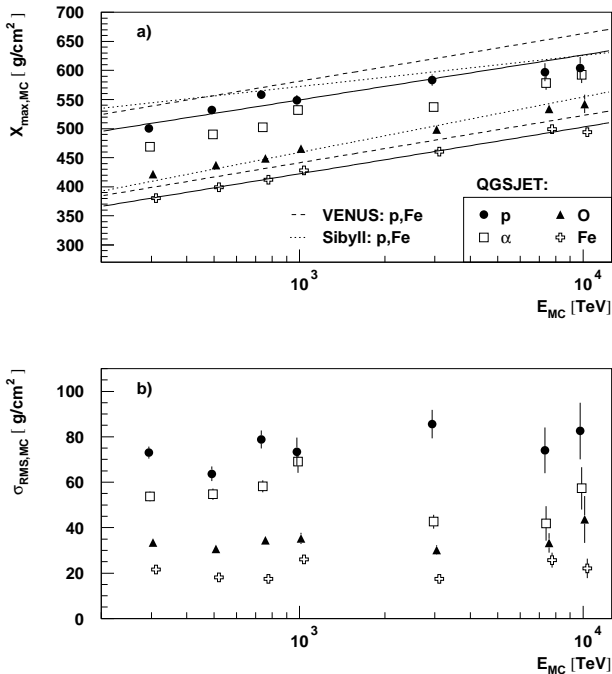


Abbildung 7.13: In a) sind der Mittelwert $X_{\max,MC}$ der Eindringtiefeverteilungen, die sich im Rahmen des QGSJET-Modells ergeben, für vier verschiedene Primärteilchen aufgetragen. Die beiden durchgezogenen Linien kennzeichnen Anpassungen an diese Mittelwerte für Protonen und Eisenkerne. Zusätzlich sind die entsprechenden Erwartungen für die Modelle VENUS und Sibyll eingezeichnet (aus [RAABE 99] und jenseits von 1 PeV extrapoliert). Teilabbildung b) zeigt die Breiten $\sigma_{RMS,MC}$ der zugehörigen Eindringtiefeverteilungen.

In Kapitel 2.2 wurde bereits diskutiert, daß die mittlere Eindringtiefe auch von den Wechselwirkungsquerschnitten und der Inelastizität und damit von den hadronischen Wechselwirkungsmodellen abhängt. Zum Vergleich mit dem QGSJET-Modell sind in Abbildung 7.13 die

Vorhersagen für die mittleren Eindringtiefen eingezeichnet, die sich für Luftschauer von Protonen und Eisenkernen im Rahmen des VENUS- und des Sibyll-Wechselwirkungsmodell ergeben.

Die mittlere Eindringtiefe X_{\max} kann nahezu unabhängig⁶ vom zugrundeliegenden Wechselwirkungsmodell aus der Lateralverteilung der Čerenkovphotonen ermittelt werden, da die longitudinale Entwicklung der Teilchenkaskade nur durch das elektromagnetische Wechselwirkungsmodell bestimmt wird (vergleiche hierzu auch die Ergebnisse aus [FORTSON ET AL 99A, RAABE 99]). Die Interpretation der gemessenen X_{\max} -Verteilungen hängt jedoch vom hadronischen Wechselwirkungsmodell ab. Im Rahmen des QGSJET-Modells wird sich beispielsweise eine leichtere Elementzusammensetzung ergeben als bei der Interpretation mit dem VENUS-Modell, da hier die mittleren Eindringtiefen etwa 40-50 g/cm² tiefer in der Erdatmosphäre liegen. Da die Änderung der mittleren Eindringtiefe etwa 80 g/cm² pro Dekade der Energie pro Nukleon beträgt, ergibt sich daraus ein Unterschied in der mittleren Masse A von $\Delta \log_{10}(A) = 0,625$.

7.3.2 Die Methode zur Massenbestimmung

Zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung werden die Eindringtiefenverteilungen in sechs Intervallen der rekonstruierten Energie zwischen 316 TeV und 10 PeV analysiert. Die Breite der Intervalle stellt mit $\Delta \log_{10}(E_{\text{rek}}[\text{TeV}]) = 0,25$ einen Kompromiß dar zwischen der Forderung nach hoher Ereignisstatistik und dem Ziel, die Energieabhängigkeit der Massenzusammensetzung möglichst genau zu bestimmen. Die Eindringtiefen X_{\max} werden in Histogrammen mit 20 g/cm² großen Bins von 0 bis 1000 g/cm² abgespeichert. Da die Statistik der Monte Carlo-Schauer nicht ausreicht (vergleiche Abschnitt 2.2.3.2), um eine detaillierte Trennung der Massen in verschiedene Elemente durchzuführen, werden Protonen und Heliumkerne sowie Sauerstoff- und Eisenkerne zu jeweils einer leichten und einer schweren Gruppe zusammengefaßt. Der Anteil w der leichten Kerne am gesamten Teilchenfluß wird durch eine χ^2 -Anpassung der Summe der erwarteten X_{\max} -Verteilungen für die leichte

⁶Die systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung von X_{\max} betragen zwischen den für die jeweiligen Wechselwirkungsmodelle parametrisierten Routinen maximal 10-20 g/cm² im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ bis 10^{16} eV.

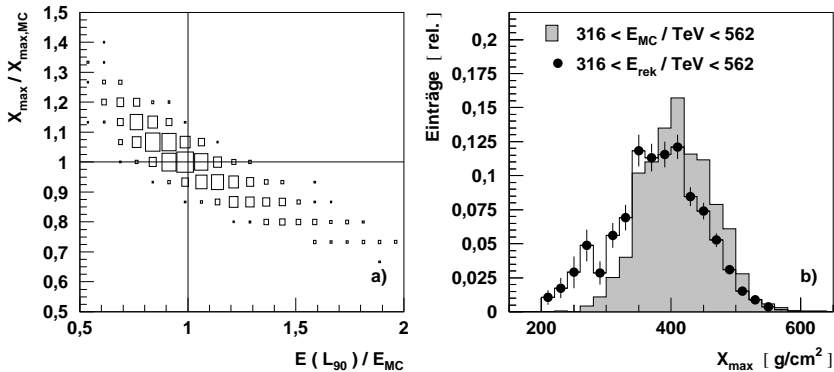


Abbildung 7.14: Die Korrelation zwischen den Schwankungen von $E(L_{90})$ und X_{\max} . In Teilabbildung a) ist das Verhältnis der wahren Eindringtiefe X_{\max} und dem Erwartungswert $X_{\max,MC}$ für die Eindringtiefe bei der gegebenen Energie gegen den Quotienten aus rekonstruierter Energie $E(L_{90})$ und Primärenergie E_{MC} aufgetragen. Für diese Darstellung wurden exemplarisch nur M^{te} Carlo-Schauer von Sauerstoff- und Eisenkernen mit Primärenergien zwischen 316 und 562 TeV verwendet. Teilabbildung b) zeigt die X_{\max} -Verteilungen bei Selektion derselben M^{te} Carlo-Schauer im Intervall der wahren Energie E_{MC} (grau unterlegtes Histogramm) und der rekonstruierten Energie $E(L_{90})$ (gefüllte Symbole). Die Differenz der Mittelwerte der beiden Verteilungen beträgt 33 g/cm^2 . Die Verteilung in dem Intervall der rekonstruierten Energie ist 15 g/cm^2 breiter (RMS). Die Verteilungen wurden mit einem spektralen Index des Energiespektrums von 2,7 simuliert.

(L) und die schwere Komponente (S) an die Daten ermittelt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{50} \frac{(d_i - (w \cdot l_i + (1 - w) \cdot s_i))^2}{\sigma^2(d_i) + w^2 \cdot \sigma^2(l_i) + (1 - w)^2 \cdot \sigma^2(s_i)}, \quad (7.16)$$

wobei d_i , l_i und s_i die Anzahl der Ereignisse im i -ten Bin der Eindringtiefenverteilungen der Daten sowie der leichten und der schweren Komponente mit den zugehörigen statistischen Fehlern σ bezeichnen. Die Summe der Ereignisse in den M^{te} Carlo-Verteilungen der leichten und der schweren Komponente wird dabei auf die Gesamtzahl der Ereignisse in der Datenverteilung normiert.

Bei der Analyse der X_{\max} -Verteilungen sind zwei wichtige Punkte zu berücksichtigen:

- Bei den massenunabhängigen Methoden sind die Schwankungen der rekonstruierten Energie und der Eindringtiefe stark miteinander korreliert.
- Bei der primärteilchenabhängigen Energierekonstruktion sind die oben genannten Korrelationen nur schwach ausgeprägt. Durch die Massenabhängigkeit werden aber bei der Messung einer gemischten Zusammensetzung prinzipiell leichte Elemente in den Eindringtiefeverteilungen angereichert.

Die Auswirkungen des erstgenannten Punktes sind in Abbildung 7.14 exemplarisch für die Methode $E(L_{90})$ dargestellt. Da der $1/r_L$ -Parameter der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte sowohl bei der Bestimmung der Eindringtiefe als auch bei der Rekonstruktion der Energie mit $E(L_{90})$ bzw. $E(N_{e,max})$ verwendet wird (siehe Abschnitt 7.2.2), sind die Schwankungen der beiden Größen miteinander korreliert. Für einen Luftschauer der auf Grund der natürlichen Fluktuationen tiefer in die Erdatmosphäre eindringt als im Mittel erwartet, wird die rekonstruierte Energie kleiner sein als seine wahre Energie. Der Schauer scheint in diesem Fall auf Grund der größeren Eindringtiefe von einem Primärteilchen mit geringerer Masse initiiert worden zu sein. Der Korrekturfaktor, mit dem nach Gleichung 7.6 aus der elektromagnetischen Energie die Gesamtenergie ermittelt wird, wird dementsprechend zu klein bestimmt.

Da auf Grund der begrenzten Energieauflösung und dem steil abfallenden Energiespektrum relativ betrachtet mehr Primärteilchen mit zu großer Energie rekonstruiert werden, ist bei den X_{max} -Verteilungen die Korrelation zwischen den Schwankungen der rekonstruierten Eindringtiefe und der rekonstruierten Energie nicht zu vernachlässigen. Der Mittelwert der Eindringtiefeverteilungen ist kleiner als bei einer unkorrelierten Energierekonstruktion erwartet, da Teilchen mit zu groß rekonstruierter Energie im Mittel eine zu kleine Eindringtiefe haben. Der Unterschied im Mittelwert beträgt im ersten Energie-Intervall etwa 30-40 g/cm^2 und nimmt mit zunehmender Energie ab, da die Energieauflösung kleiner wird. Neben dem Mittelwert wird auch die Breite der X_{max} -Verteilung beeinflusst. Im Beispiel aus Abbildung 7.14 wird die Verteilung im Intervall der rekonstruierten Energie um 15 g/cm^2 breiter.

Die Korrelation zwischen den Schwankungen der rekonstruierten Eindringtiefe und der rekonstruierten Energie kann in der χ^2 -Anpassung zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung berücksichtigt werden,

indem die M^{te}Carlo-Verteilungen unter vergleichbaren Bedingungen erzeugt werden, wie sie in der Natur vorliegen. Dazu werden die X_{\max} -Verteilungen für die leichte und die schwere Komponente in den Intervallen der jeweiligen rekonstruierten Energie ermittelt und mit einem Faktor $E_{\text{MC}}^{-2,7}$ gewichtete, um das wahre Energiespektrum zu simulieren⁷.

Bei den massenabhängigen Energierekonstruktionsmethoden kann die Korrelation zwischen Eindringtiefe und Energie vernachlässigt werden, da sie zum einen nicht so stark ausgeprägt ist und zum anderen die Energieauflösung kleiner ist als bei den massenunabhängigen Methoden. Nicht zu vernachlässigen ist jedoch, daß bei den Methoden $E_{\text{p}}(N_{\text{e,max}})$, $E_{\text{Fe}}(N_{\text{e,max}})$, $E_{\text{p}}(L_{90})$ und $E_{\text{Fe}}(L_{90})$ prinzipiell leichtere Elemente angereichert werden, da die Energie abhängig von der Masse rekonstruiert wird. Auch in diesen Fällen müssen die M^{te}Carlo-Verteilungen für die leichte und die schwere Komponente unter identischen Bedingungen erzeugt werden. Bei der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung durch das Anpassungsverfahren ist darauf zu achten, daß zunächst die M^{te}Carlo-Verteilungen für die leichte und die schwere Komponente addiert werden und dann die Gesamtverteilung auf die Daten normiert wird.

⁷Prinzipiell sollten die Ergebnisse aus der in Kapitel 8 durchgeführten Bestimmung des Energiespektrums verwendet werden. Auf Grund der geringen M^{te}Carlo-Statistik ergeben sich für die simulierten X_{\max} -Verteilungen jedoch keine signifikanten Veränderungen bei der Wahl der gemessenen Parameter.

Kapitel 8

Ergebnisse

Zur Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung wird der in Abschnitt 5 vorgestellte Datensatz verwendet. Insgesamt stehen nach Anwendung aller Selektions-Schnitte etwa¹ 120000 Luftschauerereignisse mit Energien oberhalb von 300 TeV zur Verfügung.

In Abschnitt 8.1 werden zunächst das Teilchenzahl- (N_s) und das Lichtmengen-Spektrum (L_{90}) vorgestellt, die die Grundlagen für die Energiespektren bilden. Die Energiespektren selbst werden in Abschnitt 8.2 präsentiert und mit Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Die Analysen zur Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung sowie deren Interpretation finden sich in Abschnitt 8.3. Im letzten Abschnitt werden Energiespektren vorgestellt, die durch Schnitte in der rekonstruierten Eindringtiefe stark mit leichten bzw. schweren Elementen angereichert worden sind. Diese werden im Zusammenhang mit der Frage, ob eine oder mehrere Komponenten der kosmischen Strahlung für das Knie ursächlich sind, diskutiert.

8.1 Das Teilchenzahl- und Lichtmengen-spektrum

Ausgangspunkt für die Energierekonstruktion eines kosmischen Teilchens sind die auf Beobachtungsniveau gemessene Teilchenzahl N_s bzw. die

¹Die Anzahl der Ereignisse oberhalb von 300 TeV hängt von der Energierekonstruktionsmethode ab.

Lichtmenge L_{90} bei 90 m Abstand vom Schauerkerntort. Diese Größen sind zwar nur bei einer vorgegebenen Masse ein Maß für die Energie des Primärteilchens, aus den Teilchenzahl- und Lichtmengenspektren lassen sich jedoch erste Rückschlüsse für das Energiespektrum gewinnen. In Abbildung 8.1 sind die Spektren mit $N_s^{2,5}$ bzw. $L_{90}^{2,5}$ gewichtet, um den Verlauf hervorzuheben. Dargestellt sind die Datenpunkte für den gesamten Meßbereich. In die Analyse gehen aber letztendlich nur Ereignisse aus dem Bereich mit den gefüllten Symbolen ein. Zu kleinen Teilchenzahlen bzw. Lichtmengen hin fallen die Spektren stark ab, da Teilchen verschiedener Masse auf Grund der Triggerbedingungen und der Selektions-Schnitte mit unterschiedlicher Effizienz registriert werden. Der Verlauf des N_s - und des L_{90} -Spektrums kann daher erst interpretiert werden, wenn Protonen mit voller Nachweiswahrscheinlichkeit (genauer: 95 %) nachgewiesen werden. Im Bereich oberhalb von $\log_{10}(N_s) \sim 6,8$ bzw. $\log_{10}(L_{90}) \sim 6,1$ können die Sättigungseffekte in den Szintillationszählern bzw. den AIROBICC-Detektoren nicht mehr korrigiert werden (vergleiche Anhang A), die entsprechenden Datenpunkte sind hier nicht mehr vertrauenswürdig.

Die Form und der Verlauf des Teilchenzahl- und Lichtmengenspektrums ergeben sich als Überlagerung der Beiträge der einzelnen Elemente. Mögliche Strukturen, die in den Spektren der Primärteilchen bei gleicher Energie vorhanden sind, treten je nach Masse des Primärteilchens bei unterschiedlichen Teilchenzahlen bzw. Lichtmengen auf. Im N_s -Spektrum werden Strukturen besonders stark ausgeschmiedt, weil sich die Fluktuationen in der Schauerentwicklung unmittelbar auf die Teilchenzahl auf Beobachtungsniveau übertragen. Dieses verdeutlicht auch der Vergleich der beiden Spektren in Abbildung 8.1. In beiden ist die Änderung des spektralen Index (das Knie) deutlich zu erkennen. Während der Übergang im N_s -Spektrum weich über mehrere Zehntel Dekaden von N_s verläuft, scheint sich der spektrale Index im L_{90} -Spektrum abrupt zu vollziehen. Dieser Eindruck wird noch dadurch verstärkt, daß der L_{90} -Fluß unmittelbar vor dem Knie von einem reinen Potenzgesetz abweicht.

Für die Beschreibung des N_s -Spektrums wurde eine Funktion gewählt, die sich aus zwei Potenzgesetzen zusammensetzt, die im Übergangsbereich des Knies $N_{s,Knie}$ durch eine Parabel als Funktion von $\log(N_s)$ miteinander

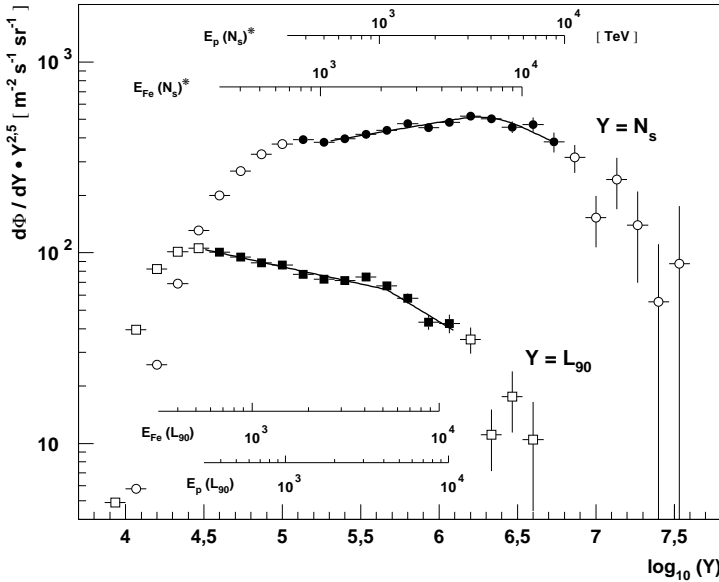


Abbildung 8.1: Das mit $N_s^{2,5}$ bzw. $L_{90}^{2,5}$ gewichtete Teilchenzahl- und Lichtmengenspektrum. Nur die mit den gefüllten Symbolen gekennzeichneten Datenpunkte werden berücksichtigt. Die Skalen kennzeichnen die den Teilchenzahlen bzw. Lichtmengen entsprechenden Energien für Protonen und Eisen. Die Energieskalen $E_p(N_s)^*$ und $E_{Fe}(N_s)^*$ sind nur aus der Korrelation von Energie und Teilchenzahl ermittelt. Sie entsprechen nicht den Energierekonstruktionsmethoden aus Kapitel 7 und sollen nur grob den Energiebereich andeuten.

verbunden sind:

$$\frac{d\Phi}{dN_s} = \begin{cases} p_0 \cdot N_s^{-\gamma_1} & : N_s \leq N_{s,Knie} \cdot e^{-\Delta} \\ p_1 \cdot N_s^{p_2 + p_3 \cdot \log(N_s)} & : N_{s,Knie} \cdot e^{-\Delta} < N_s < N_{s,Knie} \cdot e^{\Delta} \\ p_4 \cdot N_s^{-\gamma_2} & : N_s \geq N_{s,Knie} \cdot e^{\Delta}. \end{cases} \quad (8.1)$$

Die Parameter p_0 bis p_4 werden so gewählt, daß die Teilfunktionen an den Übergangsstellen stetig differenzierbar sind. Bei einer Anpassungsprozedur, bei der der Parameter Δ für den Übergangsbereich bei 0,2 festgehalten² wird, ergeben sich eine Knieposition von $\log_{10}(N_{s,Knie}) = (6,33 \pm 0,08)$

²Auf Grund des kurzen Hebelarms oberhalb des Knies kann eine befriedigende An-

und die spektralen Indizes $\gamma_1 = (2,358 \pm 0,006)$ und $\gamma_2 = (2,88 \pm 0,14)$. Die gefundene Knieposition weicht deutlich von anderen HEGRA-Ergebnissen ab (z. B. $\sim 6,0$ in [WIEBEL-SOOTH 98, KORNMEYER 99]). Bei diesen wurde aber explizit keine Korrektur der Sättigungseffekte in den Szintillationszählern berücksichtigt (siehe Anhang A). Aus der Bestimmung der Knieposition im Teilchenzahl-Spektrum anderer Experimente bei verschiedenen atmosphärischen Tiefen läßt sich eine Vorhersage für die mit den HEGRA Szintillationsdetektoren gemessenen Knieposition treffen. Die Resultate des Maket-ANI Experimentes und der KASCADE-Kollaboration sagen für die atmosphärische Tiefe von 793 g/cm^2 eine Knieposition von $\log_{10}(N_{e,Knie}) \approx 6,2$ voraus [CHILINGARIAN ET AL 99]. Unter Berücksichtigung der Bleiabdeckung der Szintillationszähler würde sich durch Multiplikation von $N_{e,Knie}$ mit 1,5 (vergleiche Abschnitt 4.1.3.3) für das HEGRA-Experiment ein Wert von $\log_{10}(N_{s,Knie}) \approx 6,38$, in guter Übereinstimmung mit dem angepaßten Parameter ergeben.

Das L_{90} -Spektrum wird ebenfalls mit der Funktion 8.1 angepaßt. Da der Übergang der spektralen Indizes sich hier abrupter vollzieht als im N_s -Spektrum, wird $\Delta = 0$ gewählt. Bei einer χ^2 -Anpassung im Bereich der gefüllten Symbole in Abbildung 8.1 ergeben sich spektrale Indizes von $\gamma_1 = (2,681 \pm 0,007)$ und $\gamma_2 = (3,02 \pm 0,08)$ und eine Knieposition von $\log_{10}(L_{90,Knie}) = (5,67 \pm 0,013)$. Die Knieposition mußte bei diesem Verfahren von vornherein zwischen 5,4 und 5,7 eingeschränkt werden, weil das L_{90} -Spektrum vor dem Knie über einen größeren Bereich nicht durch eine einfaches Potenzgesetz zu beschreiben ist³. Der statistische Fehler des letztgenannten Anpassungsparameters ist daher sehr klein.

Je nach Art der Primärteilchen errechnet sich aus dem Teilchenzahl- und Lichtmengenspektrum eine Knieposition im Energiespektrum zwischen 3,5 und 6,5 PeV respektive 4 und 5 PeV.

passung mit zusätzlich freiem Parameter Δ nicht durchgeführt werden. Der Wert von 0,2 wird daher in Anlehnung an die Ergebnisse aus [GLASSTETTER ET AL 99] gewählt.

³Da mit L_{90} prinzipiell eine bessere Auflösung erzielt wird als mit N_s , kann das Lichtmengen-Spektrum durchaus von der einfachen Beschreibung durch zwei Potenzgesetze abweichen. Letztere wurde an dieser Stelle verwendet, um nur den groben Verlauf zu beschreiben.

8.2 Das Energiespektrum

Die mit den sechs Rekonstruktionsmethoden ermittelten Energiespektren werden mit einer Funktion der Form

$$\frac{d\Phi}{dE} = \begin{cases} p_0 \cdot E^{-\gamma_1} & \text{für } E < E_{\text{Knie}} \\ p_1 \cdot E^{-\gamma_2} & \text{für } E \geq E_{\text{Knie}} \end{cases} \quad (8.2)$$

angepaßt. Der Methode der Vorwärtsfaltung (Abschnitt 7.2.3) folgend wird für eine Schar theoretischer Verteilungen \mathbf{f} des Energiespektrums durch eine χ^2 -Minimierung die Antwortverteilung \mathbf{g} der rekonstruierten Energie berechnet, die die gemessene Verteilung am besten reproduziert. Die bei der Anpassung zu variierenden Parameter sind die beiden Indizes γ_1 und γ_2 , sowie die Position E_{Knie} des Knies. Die Parameter p_0 und p_1 werden so gewählt, daß im Anpassungsbereich der Gesamtfluß der Antwortverteilung \mathbf{g} und der Daten übereinstimmen. Zur Berechnung der Verteilung \mathbf{g} wird die Antwortmatrix \mathbf{A} entsprechend der gemessenen chemischen Zusammensetzung (25 % Anteil der leichten Elemente, siehe Abschnitt 8.3) aus den Einzelbeiträgen der Elemente zusammengesetzt. Da die Massenzusammensetzung nur grob bestimmt werden kann, ergeben sich insbesondere bei den massenabhängigen Methoden systematische Unsicherheiten, die zu berücksichtigen sind.

Gleichung 8.2 ist die einfachste Beschreibung für den Übergang zwischen zwei Potenzgesetzen mit unterschiedlichen spektralen Indizes γ_1 und γ_2 , die aber in der Natur nicht notwendigerweise realisiert ist. Auf Grund des stochastischen Beschleunigungsprozesses ist eine weiche Änderung des spektralen Index möglich. Eine zusätzliche Verschmierung tritt auf, wenn die Maximalbeschleunigung von der Rigidität abhängt und somit die Position des Knies für die einzelnen Elemente unterschiedliche Werte annimmt. Von einer Anpassung mit einer komplexeren Funktion, die den Übergang am Knie detaillierter modelliert, wird hier jedoch aus zwei Gründen abgesehen. Einerseits sind oberhalb des Knies nur wenige Meßpunkte vorhanden, deren statistischer Fehler durch das steil abfallende Energiespektrum im Vergleich zu den anderen Meßpunkten sehr groß ist. Bei der Anpassung mit einer Funktion mit vielen freien Parametern können sich mehrere lokale Minima für das χ^2 ergeben, so daß das Ergebnis nicht mehr eindeutig ist. Andererseits kann wegen der begrenzten Energieauflösung ein scharfes Knie im rekonstruierten Spektrum nicht reproduziert werden (vergleiche dazu auch Abbildung 7.12), so daß unter Umständen zwischen der einfachen

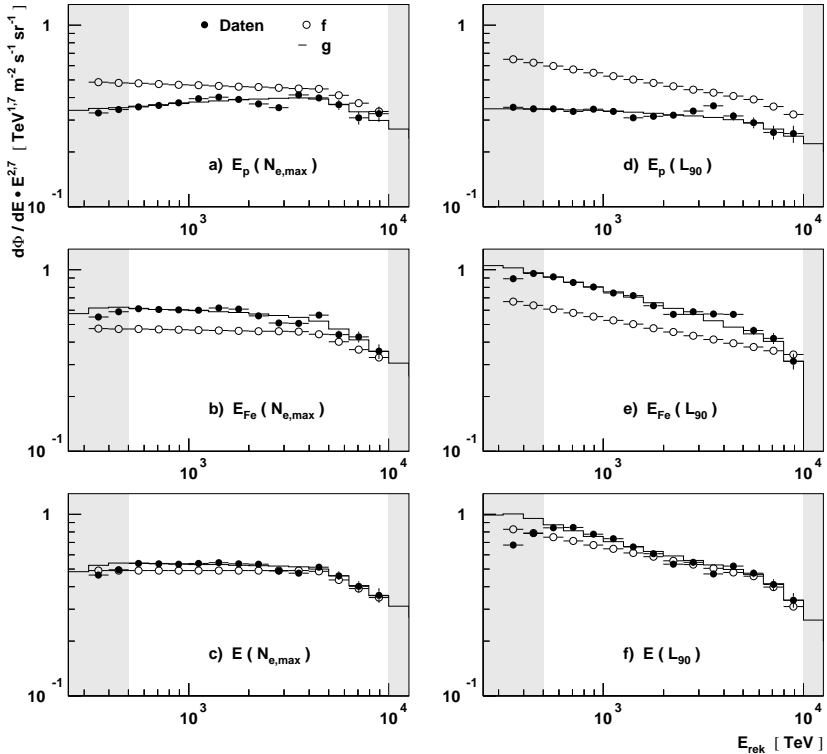


Abbildung 8.2: Die Energiespektren der kosmischen Primärstrahlung für die Methoden mit $N_{e,\text{max}}$ (links) und L_{90} (rechts). Die Datenpunkte sind durch gefüllte Symbole dargestellt. Die Linien kennzeichnen die theoretischen Verteilungen g der rekonstruierten Energiespektren, die jeweils mittels einer χ^2 -Anpassung bestimmt wurden (siehe Text). Die offenen Symbole entsprechen den zugehörigen Verteilungsfunktionen f der tatsächlichen Spektren. Die Anpassung wurde nur in dem unshattierten Bereich durchgeführt, weil teilweise die ersten beiden Meßpunkte (z. B. bei $E(L_{90})$) systematisch von der Beschreibung durch Gleichung 8.2 abweichen.

en Beschreibung 8.2 und einem komplexeren Modell nicht unterschieden werden kann.

Die Energiespektren der sechs Rekonstruktionsmethoden sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Ebenfalls dargestellt sind die in der Anpassungsprozedur ermittelten Verteilungen \mathbf{f} und \mathbf{g} des jeweiligen tatsächlichen und des rekonstruierten Spektrums. Bei den Methoden in den Teilabbildungen a,b und d,e ist deutlich die durch die Massenabhängigkeit verursachte Diskrepanz zwischen \mathbf{f} und \mathbf{g} zu erkennen (vergleiche Abschnitt 7.2.3). Die Unterschiede zwischen \mathbf{f} und \mathbf{g} für die beiden massenunabhängigen Methoden $E(N_{e,\max})$ und $E(L_{90})$ (Teilabbildungen c und f) sind hauptsächlich auf den Einfluß der Energieauflösung zurückzuführen. Die Ergebnisse aus der Anpassung für die spektralen Indizes γ_1 und γ_2 und die Position des Knies E_{Knie} sind in Tabelle 8.1 zusammen mit den statistischen Fehlern und dem jeweiligen χ^2 pro Freiheitsgrad (χ^2_{red}) aufgelistet.

Methode	γ_1	γ_2	E_{Knie} [PeV]	χ^2_{red}
$E_p(N_{e,\max})$	$2,734^{+0,002}_{-0,003}$	$3,14^{+0,4}_{-0,31}$	$4,7^{+2,5}_{-1,2}$	3,6
$E_{\text{Fe}}(N_{e,\max})$	$2,718^{+0,003}_{-0,003}$	$3,13^{+0,26}_{-0,32}$	$4,2^{+1,7}_{-1,0}$	3,9
$E(N_{e,\max})$	$2,701^{+0,003}_{-0,003}$	$3,18^{+0,34}_{-0,27}$	$4,7^{+2,5}_{-1,2}$	1,6
$E_p(L_{90})$	$2,884^{+0,004}_{-0,003}$	$3,14^{+0,68}_{-0,5}$	$5,9^{+4,1}_{-2,1}$	3,5
$E_{\text{Fe}}(L_{90})$	$2,908^{+0,003}_{-0,003}$	—	—	4,6
$E(L_{90})$	$2,910^{+0,004}_{-0,003}$	—	—	13,4

Tabelle 8.1: Die Ergebnisse der Anpassungen von Funktion 8.2 an die mit den sechs Rekonstruktionsmethoden gewonnenen Energiespektren. Die Spektren der Methoden $E_{\text{Fe}}(L_{90})$ und $E(L_{90})$ lassen sich nicht durch zwei einfache Potenzgesetze beschreiben. Daher wurden hier die Angaben für die ermittelte Knieposition und für γ_2 weggelassen.

8.2.1 Vergleich der Methoden und systematische Unsicherheiten

Der Vergleich der Resultate erlaubt es, systematische Unsicherheiten zu bestimmen, die einerseits von der Methodik und andererseits von den

gemessenen Schauerparametern abhängen. Aus Abbildung 8.2 und den Werten in Tabelle 8.1 geht hervor, daß das Knie nur in den auf $N_{e,max}$ basierenden Methoden deutlich ausgeprägt ist.

Anhand der Ergebnisse der Anpassung ist zu erkennen, daß die drei $N_{e,max}$ -abhängigen Rekonstruktionsmethoden gut übereinstimmen. Lediglich für den angepaßten Spektralindex γ_1 vor dem Knie ergeben sich Abweichungen, die größer als die statistischen Fehler sind. Die maximale Differenz von 0,033 ist jedoch leicht durch die systematischen Unsicherheiten zu erklären, die sich bei den massenabhängigen Methoden aus der Wahl der chemischen Zusammensetzung für die Antwort-Matrix ergeben. Die Konsistenz der Anpassungsergebnisse der auf $N_{e,max}$ basierenden Methoden wird bei den L_{90} -Methoden nicht gefunden. Für diese Methoden ergibt sich ein um etwa 0,2 deutlich steilerer Spektralindex γ_1 vor dem Knie. Bei gleichbleibendem Spektralindex γ_2 nach dem Knie bedeutet dies automatisch, daß der statistische Fehler für die Knieposition größer wird. Für die Methode $E_p(L_{90})$ ergibt sich beispielsweise $\gamma_1 = 2,884$, $\gamma_2 = 3,14$ und eine Knieposition von 5,9 PeV. Der statistische Fehler der Knieposition ist jedoch so groß, daß das Knie auch oberhalb des Meßbereichs von 10 PeV liegen kann. Noch drastischer ist die Situation für die Ergebnisse der Methoden $E_{Fe}(L_{90})$ und $E(L_{90})$. Die beiden Spektren sind vor dem Knie mit $\gamma_1 \approx 2,91$ noch steiler als bei $E_p(L_{90})$. Die Anpassung einer Funktion der Form 8.2 ist nicht mehr möglich. Aus den Teilabbildungen 8.2 e und f ist ersichtlich, daß die Meßpunkte im Bereich des Knies oberhalb der Extrapolation der ersten sechs bis sieben Meßpunkte liegen. Folglich läßt sich das Knie nicht mehr anpassen, obwohl in den rekonstruierten Spektren bei 4 bis 5 PeV eine Änderung des spektralen Index zu erkennen ist.

Da die Anpassung von Gleichung 8.2 bei einigen der sechs Methoden nicht erfolgreich durchgeführt werden konnte, ist es instruktiv, den reinen Verlauf der Spektren miteinander zu vergleichen. Die durch die Rekonstruktionsmethoden bedingten Diskrepanzen der Teilchenflüsse müssen zuvor durch eine *Rückfaltung* ausgeglichen werden. Dazu wird – wie exemplarisch in Abbildung 8.3 dargestellt – für jede Rekonstruktionsmethode der Quotient η aus der in der Anpassung ermittelten wahren Verteilung \mathbf{f} und der rekonstruierten Verteilung \mathbf{g} gebildet:

$$\eta_i = \frac{f_i}{g_i}, \quad (8.3)$$

wobei f_i und g_i die Einträge im jeweils i -ten Bin bezeichnen. Die Korrekturfaktoren η_i werden dann mit den Einträgen der rekonstruierten Spektren multipliziert, um das wahre Spektrum rückzufalten. Abbildung 8.4 zeigt die auf diese Weise ermittelten Energiespektren der auf $N_{e,\max}$ und L_{90}

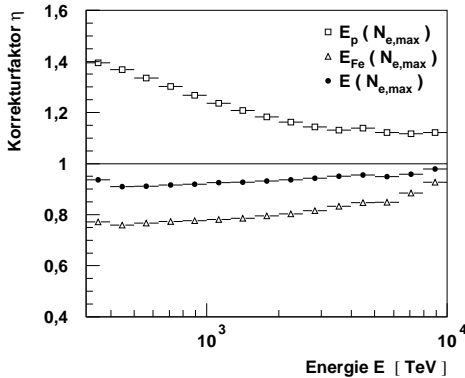


Abbildung 8.3: Die Korrekturfaktoren η , die bei drei der sechs Rekonstruktionsmethoden verwendet werden.

Verständnis des Detektors als auch bei der Simulation der M^{te} Carlo-Schauer deutliche Fortschritte gegenüber früheren Analysen erzielt werden konnten:

- Durch die Vermessung des Antwortverhaltens der AIROBICC-Auslesekanäle ist eine korrekte Abbildung der Čerenkovlichtamplituden erzielt worden (siehe Abschnitt 4.2.2).
- Die in der neu generierten M^{te} Carlo-Bibliothek verwendeten Wechselwirkungs- und Atmosphärenmodelle beschreiben die realen Bedingungen deutlich besser als die Modelle der früheren Bibliothek (Abschnitt 2.2.3.2). Zusätzlich wurden bei der Simulation des Detektors einige Optimierungen vorgenommen (Abschnitt 6.2).

Auf Grund der Diskrepanz der verschiedenen Methoden ist es schwierig, ein Gesamtergebnis anzugeben. Erschwerend kommt hinzu, daß die Spektren nur partiell voneinander unabhängig sind, weil die Messung der lateralen Čerenkovlicht-Verteilung bei allen Methoden eingeht. Die Ergebnisse

basierenden Methoden. Der visuelle Vergleich der korrigierten Spektren belegt nochmals die Konsistenz der $N_{e,\max}$ -Methoden und die Diskrepanz innerhalb der L_{90} -Methoden. Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse mit $N_{e,\max}$ einerseits und die Diskrepanz der auf L_{90} basierenden Methoden andererseits legen den Schluß nahe, daß bei der Messung des Čerenkovlichts Systematiken auftreten, die in der Analyse nicht berücksichtigt worden sind. Die Ursache dieser Systematik konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht ermittelt werden. Es sei jedoch betont, daß insbesondere beim

der auf $N_{e,\max}$ basierenden Methoden stimmen jedoch untereinander gut überein. Als Gesamtergebnis werden daher die Ergebnisse dieser Methoden gemittelt. Die systematischen Fehler für die spektralen Indizes γ_1 und γ_2 werden aus den Abweichungen zum Mittelwerte bestimmt. Bei dem Fehler auf die Knieposition wird zusätzlich noch die zehnpromzentige Unsicherheit der Energieskala berücksichtigt. Für γ_1 , γ_2 und die Position des Knies E_{Knie} erhält man auf diese Weise:

$$\gamma_1 = 2,718_{-0,003}^{+0,003} \text{ (stat.) } {}_{-0,17}^{+0,16} \text{ (syst.)}$$

$$\gamma_2 = 3,15_{-0,3}^{+0,33} \text{ (stat.) } {}_{-0,02}^{+0,03} \text{ (syst.)}$$

$$E_{\text{Knie}} [\text{PeV}] = 4,4_{-1,1}^{+1,9} \text{ (stat.) } {}_{-0,6}^{+0,7} \text{ (syst.)}$$

Da nur die auf $N_{e,\max}$ basierenden Methoden berücksichtigt wurden, sind die systematischen Unsicherheiten als untere Grenzwerte zu verstehen. Für den spektralen Index γ_2 ergibt sich – bedingt durch die im Rahmen der statistischen Fehler zufälligen Übereinstimmung der Ergebnisse der Methoden – eine sehr kleine systematische Unsicherheit. Weitere systematische Unsicherheiten auf die ermittelten Indizes und die Knieposition sind durch die Antwortmatrizen gegeben. Diese werden anhand der Ergebnisse zur Bestimmung der Massenzusammensetzung in Abschnitt 8.3 aus den Beiträgen der einzelnen Elemente zusammengesetzt. Demnach spiegeln sich die systematischen Unsicherheiten in der ermittelten Massenzusammensetzung auch in den angepaßten Parametern der Energiespektren wider. Für die massenunabhängigen Methoden sind diese Unsicherheiten jedoch – naturgemäß – zu vernachlässigen.

Abgesehen vom Knie sind in Abbildung 8.4 noch weitere Strukturen in den Spektren zu erkennen. Die $N_{e,\max}$ -Methoden weichen im Bereich von 3 bis 4 PeV von einem reinen Potenzgesetz ab, die L_{90} -Methoden etwa bei 2 PeV. Strukturen im Energiespektrum können die Thesen von Erlykin & Wolfendale stützen, wonach das Knie durch den Beitrag einer lokalen Supernova erzeugt wird (Single Source Modell, siehe Abschnitt 1.3). Den Autoren zufolge werden dann sogar die Beiträge der einzelnen Elemente – hauptsächlich von Sauerstoff- und Eisenkernen – im Spektrum sichtbar. Eine Analyse der Energiespektren von HEGRA bezüglich dieser Strukturen wäre wünschenswert, insbesondere weil das Single Source Modell in der Fachwelt umstritten ist. Auf dem von den Autoren geforderten Niveau, muß dazu allerdings sichergestellt sein, daß Strukturen nicht durch Detektoreffekte erzeugt werden könnten. Aufschluß darüber könnten die

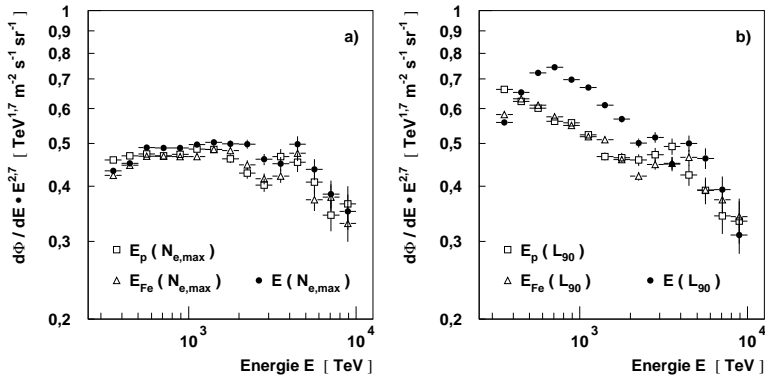


Abbildung 8.4: Die nach der im Text erläuterten Rückfaltung ermittelten Spektren der auf $N_{e,\max}$ (a) und L_{90} (b) basierenden Energierekonstruktionsmethoden.

mit den – nahezu – unabhängigen Observablen $N_{e,\max}$ und L_{90} ermittelten Energiespektren geben. Die aus dem Vergleich der verschiedenen Energiespektren abgeleiteten systematischen Unsicherheiten zeigen jedoch, daß die Qualität der Daten nicht ausreicht, eine solche Analyse durchzuführen.

8.2.2 Diskussion der Ergebnissen und Vergleich mit anderen Experimenten

Abbildung 8.5 zeigt das Energiespektrum der Methode $E(N_{e,\max})$ im Vergleich zu den Ergebnissen anderer Experimente. Die Methode $E(N_{e,\max})$ stellt bei HEGRA die beste Schätzung für das Energiespektrum dar. Zum einen zeigen die auf $N_{e,\max}$ basierenden Methoden im Gegensatz zu den L_{90} -Methoden nur geringe systematische Abweichungen untereinander, zum anderen ist von den $N_{e,\max}$ -Methoden einzig bei $E(N_{e,\max})$ keine massenabhängige Flußkorrektur nötig, die zu weiteren Systematiken führen kann. Das grau unterlegte Band in Abbildung 8.5 zeigt die systematische Unsicherheit auf den absoluten Teilchenfluß. Diese setzt sich zusammen aus den Abweichungen der einzelnen Methoden und der Unsicherheit der Energieskala von 10%. Die HEGRA-Meßwerte knüpfen unmittelbar an die Daten des Ballon-Experimentes JACEE [ASAKIMORI ET AL 93] an. Der absolute Teilchenfluß liegt über den gesamten Energiebereich oberhalb bzw. an der oberen Grenze der Ergebnisse der anderen Expe-

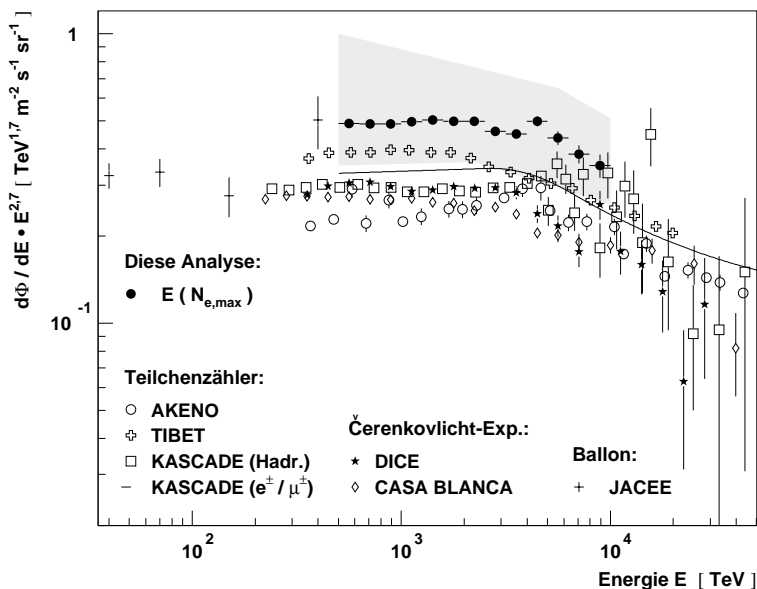


Abbildung 8.5: Das HEGRA-Energiespektrum (Methode $E(N_{e,max})$) im Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente. Das grau schattierte Band kennzeichnet die systematische Unsicherheit auf den Teilchenfluß. Die übrigen Resultate sind [NAGANO ET AL 84, ASAKIMORI ET AL 93, AMENOMORI ET AL 96, GLASSTETTER ET AL 99, HÖRANDEL ET AL 99B, SWORDY & KIEDA 00, FOWLER ET AL 00] entnommen.

rimente. Unter Berücksichtigung der typischen Flußunsicherheiten stimmen die HEGRA-Ergebnisse aber mit diesen überein. Die bei $E(N_{e,max})$ angepaßten spektralen Indizes γ_1 und γ_2 sowie die Position E_{Knie} des Knies befinden sich im Einklang mit den Mittelwerten der von den anderen Experimenten ermittelten Parameter. Die durchschnittlichen Werte betragen $\gamma_1 \approx 2,7$ und $\gamma_2 \approx 3,1$ sowie $E_{Knie} = 3-6$ PeV. Die größten Abweichungen zum HEGRA-Ergebnis ergeben sich für das AKENO-Spektrum [NAGANO ET AL 84]. Insbesondere im niederenergetischen Bereich vor der Knieposition verläuft das AKENO-Spektrum deutlich flacher als das $E(N_{e,max})$ -Spektrum. Der generelle Verlauf des HEGRA-Spektrums stimmt – abgesehen von der Struktur vor dem Knie – gut mit den KASCADE-Ergebnisse aus der Analyse der Elektronen- und Myonen-

Verteilungen überein [GLASSTETTER ET AL 99, HÖRANDEL ET AL 99A].

8.3 Die chemische Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Primärstrahlung wird durch die Analyse der Eindringtiefenverteilungen in sechs Energie-Intervallen bestimmt. Sowohl der Mittelwert als auch die Breite der jeweiligen Verteilung hängen von der mittleren Massenzusammensetzung ab. Durch Vergleich mit M^{te} Carlo-erzeugten X_{max} -Verteilungen kann auf die grobe chemische Zusammensetzung in den Daten geschlossen werden. Zu beachten ist dabei, daß die Mittelwerte und die Breiten der Verteilungen auch durch die Wahl der jeweiligen Energierekonstruktionsmethode beeinflusst werden. Bei den beiden massenunabhängigen Methoden besteht eine starke Korrelation zwischen den Schwankungen der rekonstruierten Eindringtiefe und Energie, so daß der Mittelwert der Eindringtiefenverteilung um bis zu 30 g/cm^2 unterschätzt wird (vergleiche Abschnitt 7.3.2). Diese Korrelation ist bei den massenabhängigen Methoden weitaus weniger stark ausgeprägt, dennoch ergibt sich durch die Anreicherung leichter Elemente auch hier eine Verschiebung im Mittelwert. Korrekte Rückschlüsse über die Massenzusammensetzung können nur unter Berücksichtigung dieser Effekte gewonnen werden. Am einfachsten gelingt dies, wenn die simulierten X_{max} -Verteilungen unter möglichst identischen Bedingungen wie die Datenverteilungen ermittelt werden, d.h. unter Berücksichtigung eines steil abfallenden Energiespektrums mit $d\Phi/dE \sim E^{-2,7}$.

In Abbildung 8.6 sind exemplarisch die Mittelwerte der Eindringtiefenverteilungen gegen die rekonstruierte Energie der Methoden $E_p(N_{e,\text{max}})$ und $E(N_{e,\text{max}})$ aufgetragen. Die Mittelwerte in den Datenverteilungen sind jeweils zusammen mit M^{te} Carlo-Vorhersagen für verschiedene Massenzusammensetzungen dargestellt, die sich im Rahmen des QGSJET-Modells ergeben. Aus dem Vergleich der beiden Teilabbildungen geht deutlich der Unterschied in der rekonstruierten mittleren Eindringtiefe hervor, der sich durch den Zusammenhang mit der Energierekonstruktionsmethode ergibt. In beiden Methoden ist die Verschiebung des rekonstruierten Mittelwertes vom erwarteten Mittelwert energieabhängig, so daß sich für die M^{te} Carlo-Vorhersagen Polynome zweiten Grades ergeben. Durch die starke Änderung der Energieauflösung als Funktion der Energie verlaufen diese Polynome bei der Methode $E(N_{e,\text{max}})$ besonders steil.

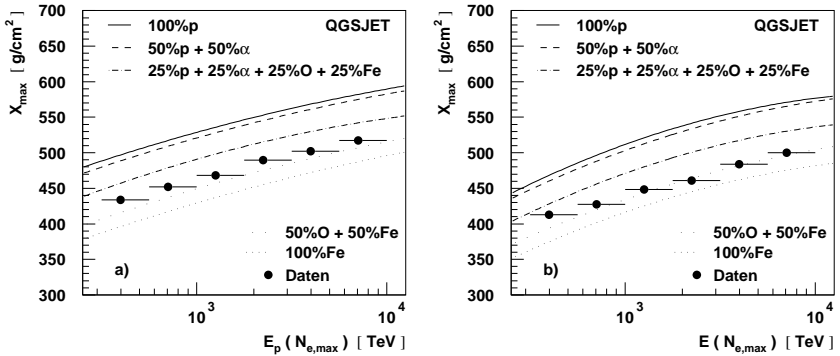


Abbildung 8.6: Die mittlere Eindringtiefe X_{\max} als Funktion der rekonstruierten Energie. In a) wurde für die Energierekonstruktion die Methode $E_p(N_{e,\max})$ gewählt. Die Linien kennzeichnen M^{te}Carlo-Vorhersagen des QGSJET-Modells für unterschiedliche Massenzusammensetzungen (simuliert mit einem Energiespektrum gemäß $d\Phi/dE \sim E^{-2,7}$). Die Mittelwerte der Daten sind durch die gefüllten Symbole dargestellt. Teilabbildung b) zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die Methode $E(N_{e,\max})$.

Aus dem Vergleich der Datenpunkte mit den M^{te}Carlo-Vorhersagen lassen sich erste Aussagen über die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung gewinnen. Die Massenzusammensetzung ist demnach über den gesamten Energiebereich durch die schweren Elemente O+Fe (Sauerstoff- und Eisenkerne)⁴ dominiert. Aus den gegen $E_p(N_{e,\max})$ und $E(N_{e,\max})$ aufgetragenen Mittelwerten ergeben sich jedoch leicht unterschiedliche Schlußfolgerungen. Bei der Methode $E_p(N_{e,\max})$ liegen alle Datenpunkte oberhalb der M^{te}Carlo-Vorhersage für O+Fe, bei der Methode $E(N_{e,\max})$ stimmen die letzten drei Meßwerte mit dieser Vorhersage überein. Beide Methode zeigen jedoch einen vergleichsweise glatten Verlauf von X_{\max} . Es sind keine starken Änderungen der Massenzusammensetzung – insbesondere im Bereich des Knies bei etwa 4 PeV – zu beobachten.

Informationen über die Massenzusammensetzung sind nicht nur im Mittelwert der Eindringtiefenverteilung sondern auch in deren Breite $\sigma(X_{\max})$ enthalten. Die Fluktuationen in der Schauarentwicklung über-

⁴An dieser Stelle sei betont, daß Sauerstoff und Eisen lediglich als Vertreter von Elementen vergleichbarer Massen dienen.

tragen sich unmittelbar auf die Eindringtiefe des Schauermaximums. Leichte Elemente zeigen dabei eine breite und schwere Elemente eine schmale X_{\max} -Verteilung. Allerdings ist $\sigma(X_{\max})$ kein eindeutiges Maß für die Elementzusammensetzung, weil eine breite Verteilung sowohl durch leichte Elemente allein als auch durch eine Mischung aus leichten und schweren Elementen erzeugt werden kann. Durch eine χ^2 -Anpassung von M^{te} Carlo-generierten Eindringtiefenverteilungen an die Daten kann die grobe Elementzusammensetzung unter Ausnutzung der vollen Information – Mittelwert, Breite und Form der Verteilung – bestimmt werden. Auf Grund der geringen Statistik der M^{te} Carlo-Schauer und der Daten ist es nur möglich, zwischen den Elementen der leichten ($p + \alpha$) und der schweren Gruppe ($O + Fe$) zu trennen. Innerhalb der beiden Gruppen werden die Anteile der Elemente zu jeweils 50 % gewählt.

Exemplarisch sind in Abbildung 8.7 die Ergebnisse der Anpassungen für die Methode $E(N_{e,\max})$ in den sechs Energie-Intervallen⁵ zwischen 316 TeV und 10 PeV dargestellt. Aus allen Teilabbildungen ist zu erkennen, daß sowohl Anteile der leichten als auch der schweren Elemente vorhanden sind, wobei der Anteil der schweren Elemente deutlich überwiegt. Die Gesamtverteilung der M^{te} Carlo-Schauer beschreibt die Daten jedoch nicht in allen Energie-Intervallen gleich gut. Während in den Intervallen I, V und VI die Daten- und die M^{te} Carlo-Verteilung gut übereinstimmen, zeigen sich in den Intervallen II, III und IV größere Abweichungen. Diese sind nicht nur auf die Methode $E(N_{e,\max})$ zurückzuführen, sie finden sich auch bei einigen Energieintervallen der anderen Methoden wieder. Die Verteilungen der übrigen fünf Methoden sind im Anhang B dargestellt.

Tabelle 8.2 gibt einen Überblick der Ergebnisse sämtlicher Anpassungen. Der daraus ermittelte Anteil der leichten Elemente ($p + \alpha$) am Gesamtfluß der kosmischen Strahlung bestätigt den Vergleich der Mittelwerte der X_{\max} -Verteilungen. Innerhalb der statistischen Fehler ergibt sich eine nahezu konstante Massenzusammensetzung mit etwa 20 % bis 30 % Anteil der leichten Elemente. Leichte Variationen ergeben sich zwischen den verschiedenen Energierekonstruktionsmethoden sowohl für den ermittelten Anteil als auch für die Güte der Anpassung – ausgedrückt durch χ_{red}^2 . Bei den Anpassungen mit großem χ_{red}^2 ist die Übereinstimmung zwischen Daten- und M^{te} Carlo-Verteilung jedoch unbefriedigend.

⁵Zur Erinnerung: Die Intervalle werden bezüglich des dekadischen Logarithmus der Energie E gewählt mit $\Delta \log_{10}(E/\text{TeV}) = 0,25$ zwischen $\log_{10}(E/\text{TeV}) = 2,5$ und $4,0$.

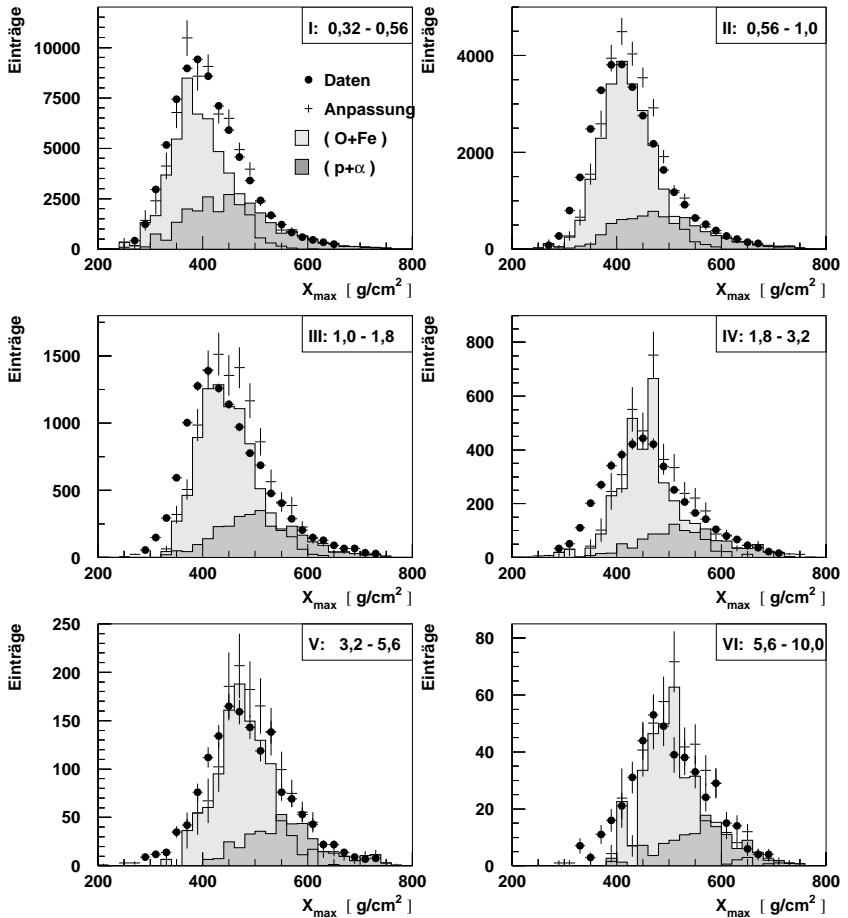


Abbildung 8.7: Die X_{\max} -Verteilungen für die Methode $E(N_{e,\max})$. Die Teilabbildungen zeigen die X_{\max} -Verteilungen in den – aufsteigend mit I bis VI numerierten – Energieintervallen zwischen $E(N_{e,\max}) = 0,32$ PeV und 10,0 PeV. Die Daten sind durch die gefüllten Symbole dargestellt. Die Kreuze zeigen die angepassten M^{te} Carlo-Verteilungen. Die Anteile der leichten (dunkel) und schweren (hell) Elemente sind schraffiert eingezeichnet. Die vertikalen Balken geben die statistischen Fehler der Daten- und der M^{te} Carlo-Verteilungen wieder.

Methode / Energieintervall	X_{\max} -Verteilung:			Anpassung:		
	Mittelwert [g/cm ²]	Breite [g/cm ²]	Ereignisse	χ^2_{red}	$(\rho + \alpha)/\Sigma$ [%]	
$E_p(N_{e,\max})$	I	433,9	74,0	51273	5,5	26^{+7}_{-5}
	II	452,1	75,8	20692	12,5	21^{+6}_{-5}
	III	468,1	80,8	8493	9,3	25^{+11}_{-8}
	IV	489,8	80,7	2987	2,2	26^{+15}_{-11}
	V	501,7	75,7	1222	1,2	32^{+21}_{-15}
	VI	517,3	71,5	372	1,8	26^{+31}_{-22}
$E_{Fe}(N_{e,\max})$	I	428,3	74,7	86581	2,3	27^{+8}_{-6}
	II	442,4	74,0	34663	7,8	23^{+6}_{-5}
	III	462,7	79,3	13037	12,4	27^{+10}_{-8}
	IV	483,0	81,4	4474	3,3	22^{+13}_{-9}
	V	500,5	77,5	1572	1,3	35^{+20}_{-15}
	VI	515,7	71,9	464	2,2	26^{+29}_{-20}
$E(N_{e,\max})$	I	413,1	73,0	73533	1,1	33^{+10}_{-7}
	II	427,5	75,6	30575	7,2	22^{+6}_{-5}
	III	448,4	79,5	11566	8,4	23^{+10}_{-7}
	IV	460,9	85,0	4194	8,4	23^{+17}_{-11}
	V	483,9	81,3	1489	0,9	30^{+21}_{-15}
	VI	500,3	76,4	445	2,0	27^{+30}_{-22}
$E_p(L_{90})$	I	440,1	74,9	53303	23,4	14^{+3}_{-3}
	II	461,2	77,9	19402	15,2	20^{+6}_{-5}
	III	492,7	79,9	6911	4,6	32^{+12}_{-10}
	IV	506,9	75,7	2639	1,0	32^{+20}_{-14}
	V	518,5	71,5	1016	1,9	33^{+24}_{-16}
	VI	520,0	63,3	302	2,3	15^{+26}_{-15}
$E_{Fe}(L_{90})$	I	426,4	79,2	139875	28,0	17^{+5}_{-4}
	II	444,0	74,5	48817	24,7	14^{+3}_{-3}
	III	470,7	80,3	15565	15,0	24^{+7}_{-6}
	IV	503,8	77,2	4724	1,8	40^{+16}_{-13}
	V	513,9	73,8	1701	1,9	30^{+17}_{-12}
	VI	520,3	69,3	445	2,8	29^{+34}_{-22}
$E(L_{90})$	I	396,2	71,6	112318	4,4	23^{+8}_{-5}
	II	402,2	78,8	47114	25,3	14^{+5}_{-4}
	III	431,0	86,0	14933	24,4	15^{+5}_{-4}
	IV	458,4	87,2	4430	10,0	22^{+17}_{-11}
	V	485,5	81,8	1478	1,0	34^{+25}_{-17}
	VI	487,2	79,7	467	2,7	21^{+30}_{-21}

Tabelle 8.2: Die Ergebnisse der Anpassungen zur Bestimmung des Anteils der leichten Kerne am Gesamtfluß. Die Mittelwerte, Breiten und die Anzahl der Ereignisse beziehen sich auf die Daten.

8.3.1 Systematische Unsicherheiten

Die Ergebnisse der Anpassungen mit teilweise sehr hohen χ_{red}^2 zeigen, daß bei der Erzeugung der M^{te}Carlo-Verteilungen nicht sämtliche Einflüsse auf den Meßprozeß berücksichtigt wurden. Folgende Punkte kommen als Quellen für systematische Unsicherheiten in Frage:

1. Aus den Testmessungen ist die Unsicherheit auf die Linearität des Low_{gain}-Kanals zu 3 % bestimmt worden (siehe Abschnitt 4.2.2). Da der High_{gain}-Kanal auf den Low_{gain}-Kanal normiert wird, gilt diese Unsicherheit für den gesamten Meßbereich.
2. Die atmosphärischen Bedingungen auf La Palma sowie systematische Unsicherheiten, die sich für geeignete Atmosphärenmodelle ergeben, wurden ausgiebig in [HEMBERGER 98, BERNLÖHR 99] untersucht. Wesentliche Einflüsse entstehen durch jahreszeitliche Variationen bzw. nur unzureichende Kenntnis des tatsächlichen Dichteprofiles der Atmosphäre sowie durch Fluktuationen in der Staubteilchen- und Aerosolkonzentration. Im für die Emission von Čerenkovlicht wichtigen Bereich zwischen dem Detektor und der Höhe des Schauermaximums (etwa 10 km) betragen die systematischen Unsicherheiten für die Dichte maximal etwa 4 %. Die Staubteilchen- und Aerosolkonzentrationen variieren um etwa 2 %.
3. Durch die Unsicherheit der N_s-Skala von etwa 10 % (siehe Abschnitt 6.1) ergibt sich eine Verschiebung des Mittelwertes der Eindringtiefe von maximal 2-3 g/cm².
4. Die Anpassung mit nur zwei Massengruppen stellt eine wesentliche Vereinfachung der realen Verhältnisse dar. Das Ergebnis der Anpassung hängt auch von den vorgewählten Verhältnissen $\alpha/(p + \alpha)$ und $O/(O + Fe)$ ab. Durch Variation dieser Verhältnisse von zunächst 50 % auf 25 % bzw. 75 % mit anschließender Wiederholung der Anpassungsprozedur kann auf die entsprechende Systematik geschlossen werden.
5. Die methodische Unsicherheit, die auf der unterschiedlich stark ausgeprägten Korrelation zwischen den Schwankungen der rekonstruierten Energie und der rekonstruierten Eindringtiefe beruht, läßt sich aus dem Vergleich der Ergebnisse für die verschiedenen Methoden abschätzen.

Energie-Intervall	Anteil der leichten Kerne $(\mathbf{p} + \alpha)/\Sigma$ [%] und χ_{red}^2					
	I	II	III	IV	V	VI
Standardanalyse	33 (1,1)	22 (7,2)	23 (8,4)	23 (8,4)	30 (0,9)	27 (2,0)
$0,95 \cdot r_L$	22 (2,3)	14 (11,3)	11 (16,9)	20 (15,0)	14 (3,3)	10 (3,8)
$1,05 \cdot r_L$	49 (1,3)	39 (3,7)	35 (8,4)	31 (3,9)	45 (1,8)	47 (0,9)
$\frac{\alpha}{(\alpha+p)} = 0,25$	31 (1,3)	20 (6,6)	20 (8,0)	25 (7,7)	30 (0,9)	27 (2,0)
$\frac{\alpha}{(\alpha+p)} = 0,75$	39 (1,9)	26 (8,2)	27 (9,5)	24 (9,0)	33 (1,0)	26 (2,1)
$\frac{O}{(O+Fe)} = 0,25$	36 (1,0)	25 (4,6)	25 (4,2)	28 (6,7)	35 (0,9)	31 (1,4)
$\frac{O}{(O+Fe)} = 0,75$	31 (2,4)	21 (12,0)	26 (14,4)	22 (13,1)	25 (1,8)	25 (2,9)

Tabelle 8.3: Die Systematiken, die sich bei den Ergebnissen der Methode $E(N_{e,\text{max}})$ in den Energieintervallen I - VI ergeben, wenn bei der Anpassung die im Text erläuterten Änderungen vorgenommen werden. Die Tabellenwerte geben den ermittelten Anteil der leichten Kerne und – in Klammern – das reduzierte χ^2 an.

6. Den Erläuterungen aus Abschnitt 2.2.3.1 ist zu entnehmen, daß die Interpretation der Daten auch von der Auswahl des hadronischen Wechselwirkungsmodells abhängt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nur ein Modell (QGSJET) getestet werden. Mögliche Schlussfolgerungen, die sich im Rahmen anderer Modelle ergeben, werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die Punkte 1 und 2 können folgendermaßen zusammengefaßt werden. Zunächst wird davon ausgegangen, daß sich die genannten relativen Fehler der einzelnen Beiträge auf den Lichtradius r_L und damit letztendlich auf die rekonstruierte Eindringtiefe übertragen. Für einen Luftschauer mit einer Eindringtiefe von 400 g/cm^2 ergibt sich dann durch quadratische Addition der absoluten Beiträge eine systematische Unsicherheit von ca. 20 g/cm^2 oder relativ betrachtet von 5%. Eine Verschiebung der mittleren Eindringtiefe führt unmittelbar zu einer Änderung der Massenzusammensetzung. Die Auswirkungen auf den Anteil der leichten Kerne lassen sich untersuchen, indem die M^{te} Carlo-Vorhersagen für die X_{max} -Verteilungen durch Multiplikation des Lichtradius mit 0,95 bzw 1,05 künstlich verschoben werden. Mit diesen Verteilungen wird dann der Anteil der leichten Kerne mit der χ^2 -Anpassung neu bestimmt. Die Abweichungen zum ursprünglich ermittelten Wert ergeben – wie

in Tabelle 8.3 angegeben – den durch die Punkte 1 und 2 bewirkten systematischen Fehler am Anteil der leichten Kerne von 10 % bis 20 %. Die systematischen Unsicherheiten durch die in Punkt 4 erläuterte Variation der Verhältnisse von $\alpha/(p + \alpha)$ und $O/(O + Fe)$ sind ebenfalls in Tabelle 8.3 dargestellt. Sie betragen etwa 2 % bis 6 % und sind damit vergleichbar bzw. deutlich kleiner als die statistischen Fehler. Die größten Auswirkungen hat damit die fünfprozentige Unsicherheit, die die Atmosphären- und Detektoreffekte zusammenfaßt. Die Datenverteilungen lassen sich teilweise besser beschreiben, wenn die M^{te} Carlo-Verteilungen zu kleineren Eindringtiefen verschoben werden (z. B. durch $1,05 \cdot r_L$). Insbesondere die Flanken der Datenverteilungen bei kleinen Eindringtiefen können dann deutlich besser mit den M^{te} Carlo-Verteilungen der schweren Elemente angepaßt werden. Insgesamt konnte jedoch keine über den gesamten Energiebereich und bei allen Methoden vorhandene einheitliche systematische Verschiebung festgestellt werden.

Zusammenfassend belegen die Zahlen, daß mit diesem Verfahren die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung nur relativ grob bestimmt werden kann.

8.3.2 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse mit weiteren Experimenten

Resultate bezüglich der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung werden in der Literatur je nach Analysemethode in unterschiedlicher Form angegeben. Viele Experimente veröffentlichen ihre Ergebnisse nicht in Form des prozentualen Anteils der leichten Kerne am Gesamtfluß. Häufig findet man, daß nur die Mittelwerte massensensitiver Observablen – wie beispielsweise der Eindringtiefe X_{max} – analysiert werden, oder daß die ermittelte Zusammensetzung durch die Massenzahl A (bzw. $\log(A)$) ausgedrückt wird. Ein Vergleich mit den Ergebnissen dieser Experimente ist möglich, da HEGRA X_{max} ermittelt und daraus nach Gleichung 7.6 $\log(E/A)$ bestimmt werden kann. Zusammen mit der rekonstruierten Energie E_{rek} ergibt sich dann:

$$\log(A) = \log\left(\frac{E_{rek}}{(E/A)}\right) \quad (8.4)$$

Im Folgenden werden die HEGRA-Resultate mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen, zunächst der Anteil der leichten Kerne $(p + \alpha)/\Sigma$ am Gesamtfluß, dann die mittlere Eindringtiefe X_{max} und abschließend die

daraus rekonstruierte Massenzahl $\log(A)$. Die Diskussion der Einzelergebnisse für alle sechs Methoden ist dabei in Anbetracht der großen statistischen und systematischen Unsicherheiten wenig sinnvoll. Daher werden die auf $N_{e,\max}$ und L_{90} basierenden Methoden gemittelt und zusammengefaßt. Sie werden mit $\overline{E(N_{e,\max})}$ und $\overline{E(L_{90})}$ bezeichnet.

8.3.2.1 Der Anteil der leichten Kerne

In Abbildung 8.8 ist der Anteil der leichten Kerne am Gesamtfluß als Funktion der Primärenergie aufgetragen. Der Bereich, der sich durch die systematischen und statistischen Unsicherheiten (quadratisch addiert) ergibt, ist grau unterlegt. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten werden die im vorherigen Abschnitt erläuterten Beiträge zunächst über die sechs Methoden gemittelt. Die gemittelten Einzelbeiträge werden dann quadratisch addiert. Die statistischen Fehler entsprechen den Mittelwerten der sechs (Standard-)Methoden.

Die mit den Methoden $\overline{E(N_{e,\max})}$ und $\overline{E(L_{90})}$ bestimmten Anteile der leichten Kernen stimmen innerhalb der statistischen Unsicherheiten miteinander überein. Die Ergebnisse sind kompatibel mit einer konstanten Zusammensetzung mit etwa 25 % Anteil leichter Elemente. Bei den Mittelwerten deutet sich ein vager, jedoch nicht signifikanter Trend an. Der Anteil leichter Elemente steigt – mit Ausnahme des ersten Meßwertes – zunächst an, erreicht im vorletzten Energieintervall bei der Position des Knies von etwa 4 PeV ein Maximum und fällt dann wieder ab.

Durch die großen statistischen und systematischen Unsicherheiten ist es nicht möglich, detailliert zwischen den Modellvorhersagen zu unterscheiden. Sowohl die in Abschnitt 1.3 vorgestellten Vorhersagen von Erlykin & Wolfendale, Biermann und im hochenergetischen Bereich auch die von Swordy a) sind verträglich mit dem ermittelten Anteil der leichten Kerne in Abbildung 8.8. Durch die Meßergebnisse ausgeschlossen sind lediglich die Vorhersagen von Swordy unterhalb des Knies, sowie die Modellvariante b), bei der der Anteil leichter Kerne oberhalb des Knies durch den Beitrag einer extragalaktischen Quelle zunimmt. Interpretiert man nur den allgemeinen Verlauf, so stimmen die Mittelwerte nur mit dem Swordy-Modell a) überein. Der Anteil leichter Elemente nimmt zunächst bis zum Knie zu und dann wieder ab. Dem Biermann-Modell zufolge müßte die Massenzusammensetzung kontinuierlich schwerer werden. Bei Erlykin & Wolfendale wird das Knie durch den Beitrag von Elementen der

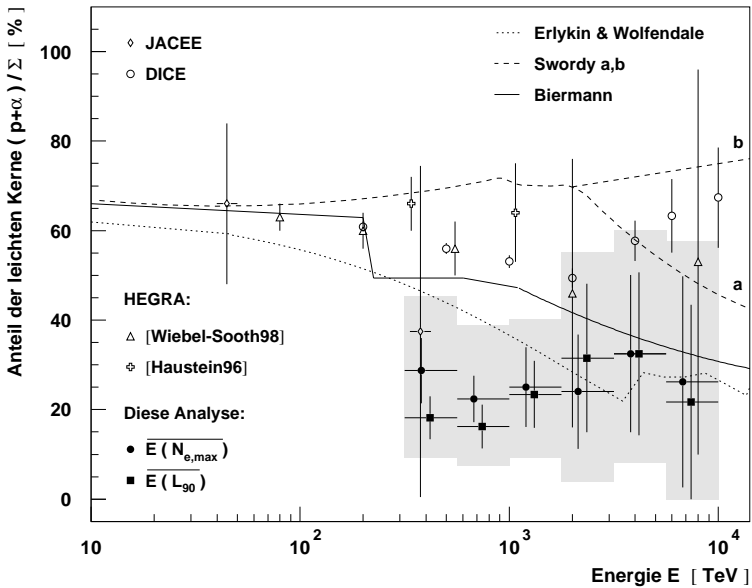


Abbildung 8.8: Der Anteil der leichten Kerne am Gesamtfluß. Die gefüllten Symbole zeigen die Ergebnisse der beiden HEGRA-Methoden. Die Punkte sind aus Übersichtlichkeitsgründen versetzt dargestellt. Das grau unterlegte Band kennzeichnet den durch die statistischen und systematischen Fehler gegebenen Bereich. Die Ergebnisse der anderen Experimente stammen aus [ASAKIMORI ET AL 93, HAUSTEIN 96, WIEBEL-SOOTH 98, SWORDY & KIEDA 00]. Die Vorhersagen entsprechen den in Abschnitt 1.3 erläuterten Modellen.

Sauerstoff-Gruppe gebildet. Der Anteil leichter Kerne sollte demzufolge bis zum Knie abnehmen und dann wieder ansteigen.

Die Meßwerte im ersten Energieintervall sind in Übereinstimmung mit dem von JACEE [ASAKIMORI ET AL 93] ermittelten Anteil leichter Elemente. Da JACEE ein Experiment ist, das auf relativ kurzen Ballonflügen durchgeführt wird, sind die Ergebnis in diesem Energiebereich jedoch naturgemäß mit großen statistischen Fehlern behaftet und damit wenig aussagekräftig. Die in Abbildung 8.8 eingezeichneten Ergebnisse von Dice [SWORDY & KIEDA 00] sowie aus den beiden Analysen von HEGRA-Daten [HAUSTEIN 96, WIEBEL-SOOTH 98] zeigen im niederener-

getischen Bereich bis etwa 1 PeV im Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeit einen größeren Anteil leichter Elemente. Wiebel-Sooths Datensatz stammt aus der Meßzeit zwischen September 1994 und April 1995, in der in der AIROBICC-Signalauslekette noch das nichtlineare Vorgängermodell der jetzigen Vorverstärker eingebaut war. Erst in einer späteren Analyse wurde deutlich, daß durch eine fehlerhafte Kalibration der AIROBICC-Signalamplituden systematisch die Čerenkovlicht-Verteilungen zu steil rekonstruiert wurden [HORNS 97]. Im Lichte dieser Erkenntnis ist zu verstehen, daß im Vergleich zu den Ergebnissen dieser Arbeit die Analysen von B. Wiebel-Sooth zu größeren Anteilen der leichten Elemente geführt haben. Die Daten aus den Untersuchungen von V. Haustein wurden ebenfalls mit den nichtlinearen AIROBICC-Vorverstärkern gemessen. Systematische Fehler auf Grund der Mißkalibration sind hierbei jedoch nicht zu erwarten, weil sich die Analyse auf die Breite der Ankunftszeitverteilungen der Čerenkovphotonen stützt. Es läßt sich aber vermuten, daß in dieser Analyse wegen des in der Routine zur Berechnung des Čerenkovlichtes verwendeten isothermen Atmosphärenmodells (siehe Abschnitt 2.2.3.1) andere Vorhersagen für die Beziehung zwischen den Breiten der Ankunftszeiten und der Masse der Primärteilchen gewonnen wurden. Durch die größeren Abstrahlungswinkel der Photonen im isothermen Modell ergibt sich im Vergleich zur US-Standardatmosphäre eine flachere Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte und eine breitere Verteilung der Ankunftszeiten bei Kernortabständen größer etwa 100 m. Dadurch wird mit den Vorhersagen der isothermen Atmosphäre prinzipiell ein größerer Anteil leichter Elemente in den Daten ermittelt.

8.3.2.2 Die mittlere Eindringtiefe

Die mittlere Eindringtiefe X_{\max} ist eine Meßgröße, die nahezu unabhängig von den in den M^{te}Carlo-Rechnungen benutzten hadronischen Wechselwirkungsmodellen ermittelt werden kann (siehe auch Abschnitt 7.3.1). Der Vergleich der von HEGRA gemessenen mittleren Position des Schauermaximums mit den Ergebnissen anderer Experimente ist daher besonders sinnvoll, weil die systematischen Unsicherheiten durch die Simulationen vernachlässigbar sind. Auf Grund der starken Korrelation zwischen rekonstruierter Eindringtiefe und Energie müssen jedoch zunächst Korrekturen durchgeführt werden, um X_{\max} (bzw. im folgenden Abschnitt auch $\log(A)$) als Funktion der wahren Energie darzustellen. Die Korrekturen hierzu werden analog zum Verfahren für die Rückfaltung der Energiespektren durchgeführt (Abschnitt 8.2.1). Mit Hilfe der

M^{te} Carlo-Schauer wird für jedes Energiebin ein Faktor errechnet, der das Verhältnis zwischen wahrer und rekonstruierter Eindringtiefe beschreibt. Die endgültigen Werte werden durch Anpassung einer Geraden an die Korrekturfaktoren als Funktion der Energie ermittelt. Durch Multiplikation mit diesen Faktoren erhält man dann die tatsächlichen Eindringtiefen (bzw. $\log(A)$).

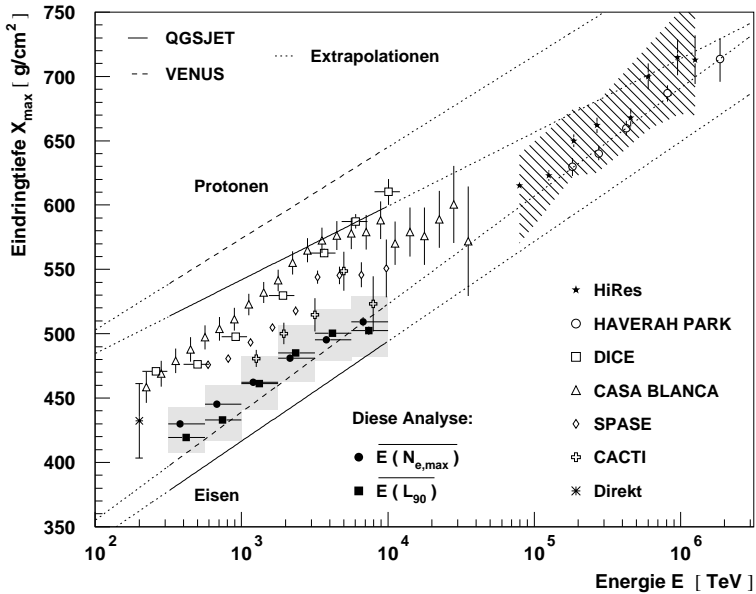


Abbildung 8.9: Die mittlere Eindringtiefe X_{max} als Funktion der wahren Energie E . Die Linien kennzeichnen M^{te} Carlo-Vorhersagen für das QGSJET- und VENUS-Modell. Die Ergebnisse der anderen Experimente stammen aus [ASAKIMORI ET AL 93, PALING ET AL 97, ABU-ZAYYAD 00, DICKINSON ET AL 99, HINTON ET AL 99, SWORDY & KIEDA 00, FOWLER ET AL 00]. Der mit *Direkt* bezeichnete Punkt, wurde aus den JACEE-Messungen der Zusammensetzung für das QGSJET-Modell abgeschätzt.

Abbildung 8.9 zeigt die mit den Methoden $\overline{E(N_{e,\text{max}})}$ und $\overline{E(L_{90})}$ ermittelten Eindringtiefen im Vergleich zu anderen Experimenten und den M^{te} Carlo-Vorhersagen für die Modell QGSJET und VENUS. Bezüglich des letztgenannten Punktes wird deutlich, daß die Interpretation der

Eindringtiefen vom gewählten hadronischen Wechselwirkungsmodell abhängt. Während sich im Rahmen von QGSJET eine Massenzusammensetzung mit etwa 25 % Anteil leichter Kerne ergibt, erhält man mit VENUS eine deutlich schwerere Zusammensetzung. Würde die Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung nur aus den schweren Kernen von Sauerstoff und Eisen bestehen, so müßten die X_{\max} -Verteilungen jedoch Breiten von ca. 30-50 g/cm² haben (vergleiche Abbildung 7.13). Die ermittelten Werte von 70-90 g/cm² (siehe Tabelle 8.2) schließen aber eine schwere Zusammensetzung, die sich aus dem VENUS-Modell ergibt, aus.

Die in dieser Analyse bestimmten mittleren Eindringtiefen schließen sich an die aus den JACEE-Ergebnissen [ASAKIMORI ET AL 93] für QGSJET zu erwartenden Eindringtiefen an, sind jedoch im Vergleich zu den Ergebnissen der anderen Experimente systematisch zu kleineren Werten verschoben. Im Vergleich zu DICE [SWORDY & KIEDA 00] und CASA BLANCA [FOWLER ET AL 00] ergeben sich Abweichungen von 40-50 g/cm² sowie ca. 20-30 g/cm² im Vergleich zu SPASE [DICKINSON ET AL 99]. Im Rahmen der systematischen Unsicherheiten stimmen die HEGRA-Meßwerte mit den CACTI-Ergebnissen [PALING ET AL 97] überein.

Der Verlauf der mittleren Eindringtiefe als Funktion der Energie wird häufig durch die sogenannte Elongationsrate ϵ beschrieben, die die Änderung von X_{\max} pro Energiedekade beschreibt. Paßt man an die mittleren Eindringtiefen der sechs Energierekonstruktionsmethoden jeweils eine Gerade als Funktion der Energie an und mittelt die Ergebnisse, so erhält man für die mittlere Elongationsrate:

$$\epsilon = \frac{\Delta X_{\max}}{\Delta \log(E)} = (71,8 \pm 1,0(\text{stat.}) \pm 14,8(\text{syst.})) \text{ g/cm}^2. \quad (8.5)$$

Der statistische Fehler wurde hierbei über die Methoden gemittelt und der systematische Fehler aus den Streuungen der sechs Steigungen ermittelt. Der große systematische Fehler ist zum einen durch die Observablen bestimmt – der Mittelwert der drei auf $N_{e,\max}$ basierenden Methoden beträgt 63,9 g/cm², der für die L_{90} -Methoden 79,7 g/cm² – zum anderen übertragen sich die Unsicherheiten der Korrekturfaktoren auf ϵ . Dieses ist insbesondere möglich, weil das Ergebnis der Anpassung einer Geraden hauptsächlich durch die ersten drei Punkte mit den kleinsten statistischen Fehlern aber den größten systematischen Unsicherheiten auf Grund der Korrekturfaktoren bestimmt wird. Mit 71,8 g/cm² ist der Mittelwert der Elongationsrate

im Bereich der Vorhersagen für die Elongationsraten von Protonen oder Eisen, die je nach Wechselwirkungsmodell bei 60-80 g/cm² liegen. Damit deutet auch die mittlere Elongationsrate auf eine Massenzusammensetzung hin, die sich im betrachteten Energiebereich nicht wesentlich ändert.

8.3.2.3 Der Massenparameter

Der mittlere Massenparameter $\log(A)$ wird nach Gleichung 7.6 und 8.4 aus der Eindringtiefe und der Energie rekonstruiert. Die Parameter in Gleichung 7.6 sind vom hadronischen Wechselwirkungsmodell abhängig. Der Vergleich der HEGRA-Resultate von $\log(A)$ mit den anderen Experimenten unterliegt deshalb den systematischen Unsicherheiten der verwendeten Monte-Carlo-Modelle.

Abbildung 8.10 zeigt den Massenparameter $\log(A)$ als Funktion der Energie. Die HEGRA-Meßpunkte sind konform mit der linearen Extrapolation der Resultate von JACEE [ASAKIMORI ET AL 93] zu größeren Energien und den RUNJOB-Ergebnissen [APANASENKO ET AL 99]. Das CHACATALYA-Experiment mißt – analog zu den Ergebnissen dieser Arbeit – eine relativ schwere Massenzusammensetzung mit $\log(A)$ -Werten zwischen 2 und 3 [SHIRASAKI ET AL 97]. Die Ergebnisse der CRT-Detektoren [BERNLÖHR ET AL 98] sind im Einklang mit den HEGRA-Mittelwerten. Interessant sind die beiden Ergebnisse⁶ der KASCADE-Kollaboration [ENGLER ET AL 99, WEBER 99]. Während der aus den hadronischen Verteilungen rekonstruierte Massenparameter eine schwere Zusammensetzung ergibt, leitet sich aus den Elektronen- und Myonenverteilungen eine durch leichte Elemente dominierte chemische Zusammensetzung ab. Ursächlich für diese Diskrepanz sind möglicherweise die hadronischen Wechselwirkungsgeneratoren, die zu viele Hadronen einerseits und zu wenige Elektronen andererseits erzeugen könnten [ENGLER ET AL 99]. Erstaunlicherweise stimmt die grobe Massenzusammensetzung der HEGRA-Daten gut mit den KASCADE-Analysen der Hadronen- nicht aber der Elektronen- und Myonenverteilungen überein. Dagegen zeigt der allgemeine Verlauf von $\log(A)$ der letzt genannten Analyse den gleichen Trend wie die HEGRA-Ergebnisse. Die Mittelwerte von $\log(A)$ deuten auf eine Massenzusammensetzung hin, die im Bereich des Knies im Vergleich zur Umgebung durch einen größeren Anteil leichter Elemente bestimmt ist. Das KASCADE-Beispiel belegt jedoch, daß die Be-

⁶Diese beiden Analysen bilden die Extrema für die von KASCADE mit verschiedenen Methoden und Observablen ermittelten Massenzusammensetzungen.

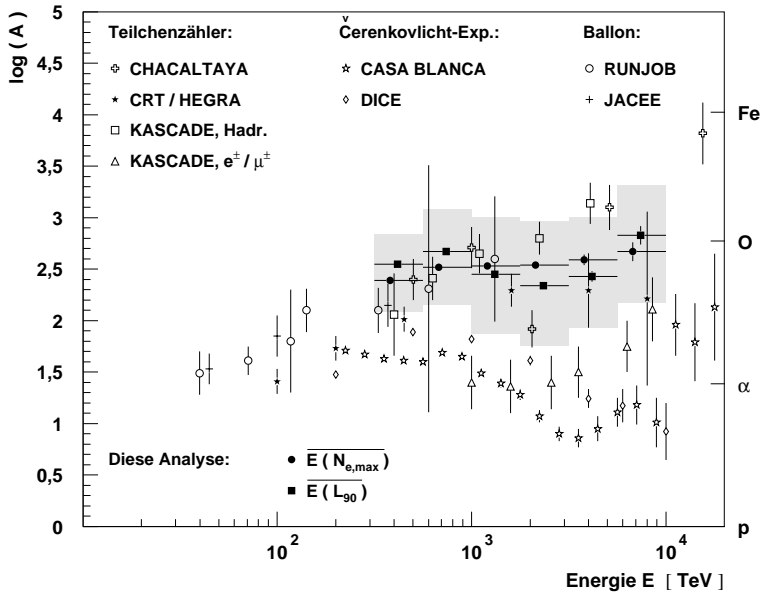


Abbildung 8.10: Der Massenparameter $\log(A)$ als Funktion der Energie. Die weiteren Ergebnisse wurden [ASAKIMORI ET AL 93, SHIRASAKI ET AL 97, BERNLÖHR ET AL 98, APANASENKO ET AL 99, ENGLER ET AL 99, WEBER 99] entnommen.

stimmung der chemischen Zusammensetzung neben den experimentellen Unsicherheiten auch ganz wesentlich durch die Unsicherheiten der Simulationsmodelle beeinflusst wird. Das QGSJET-Modell vermag das Gros der Daten gut zu beschreiben, führt jedoch zu einigen Diskrepanzen, insbesondere oberhalb von 5 PeV [HÖRANDEL ET AL 99A].

8.3.2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Anteil der leichten Elemente $(p + \alpha)/\Sigma$ am Gesamtfluß, die mittlere Eindringtiefe X_{\max} und die mittlere Massenzahl $\log(A)$ wurden aus den HEGRA-Daten ermittelt und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Alle drei Analysen zeigen, daß die chemische Zusammensetzung im betrachteten Energiebereich durch schwere Elemente dominiert ist. Der Anteil der leichten Elemente beträgt 20-30%. Die Massenzusammensetzung ändert sich im betrachteten Energiebereich nicht bzw. nur wenig. Die

Mittelwerte von X_{\max} und $\log(A)$ deuten auf einen einheitlichen Trend hin, daß die Massenzusammensetzung mit zunehmender Energie vor dem Knie zunächst leichter und dann nach dem Knie wieder schwerer wird. Im Vergleich zu den Resultaten anderer Experimente ergeben die Analysen dieser Arbeit eine tendenziell schwerere Massenzusammensetzung

8.4 Das Energiespektrum der leichten Elemente

Auf Grund der Massenabhängigkeit ist es möglich, für die Eindringtiefe X_{\max} Schnitte einzuführen, mit denen leichte bzw. schwere Elemente im Datensatz angereichert werden können. Die Schnitt in der Eindringtiefe werden so gewählt, daß möglichst viele Ereignisse einer Massengruppe selektiert und ein Großteil der Ereignisse der anderen Gruppe verworfen werden. Die Energiespektren, die man auf diese Weise erhält, sind dann zum Großteil nur durch die Elemente der selektierten Massengruppe bestimmt. Mit Hilfe von aus $M^{\text{te}}\text{Carlo}$ -Simulationen bestimmten Faktoren ist es möglich, auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten zu korrigieren und den absoluten Fluß der Teilchenspektren zu bestimmen. Die Separation in die einzelnen Massengruppen kann jedoch nur gelingen, wenn die $M^{\text{te}}\text{Carlo}$ - X_{\max} -Verteilungen die Daten korrekt beschreiben. Nach den Ausführungen in Abschnitt 8.3 ergeben sich aber insbesondere bei kleinen Eindringtiefen größere Diskrepanzen. Die Selektion schwerer Elemente durch einen Schnitt bei kleinen Eindringtiefen (300-400 g/cm^2) unterliegt damit sehr großen Unsicherheiten. Abhängig vom gewählten Schnittparameter werden mehr Ereignisse in den Daten selektiert als von den $M^{\text{te}}\text{Carlo}$ -Simulationen zu erwarten sind. Für bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigierte Energiespektren mit verschiedenen Schnittparametern können sich Unterschiede im absoluten Fluß in der Größenordnung von einem Faktor 3 ergeben⁷. Eine korrekte Selektion der schweren Elemente und die Bestimmung des zugehörigen Energiespektrums ist damit nicht möglich. Die Selektion der Elemente der leichten Massengruppe hingegen ist wesentlich vielversprechender. Die Gründe hierfür und das allgemeine Verfahren zur Bestimmung des Energiespektrums der leichten Elemente sollen im Folgenden dargelegt werden.

Aus Abbildung 8.7 geht hervor, daß die X_{\max} -Verteilungen der $M^{\text{te}}\text{Carlo}$ -

⁷Dieser Faktor ergibt sich, wenn der Schnitt in X_{\max} so gewählt wird, daß von den schweren Elementen 10 % bzw. 30 % selektiert werden.

Schauer nur im Bereich bis etwa 500 g/cm^2 die Daten nicht gut beschreiben. Oberhalb von 500 g/cm^2 besteht keine signifikante Diskrepanz mehr. Zur Bestimmung geeigneter Schnittparameter wird für die M^{te}Carlo-Schauer der leichten Massengruppe die rekonstruierte Eindringtiefe gegen die rekonstruierte Energie aufgetragen. Die Werte der Eindringtiefe mit gleicher Effizienz⁸ ϵ werden als Funktion der Energie durch Parabeln beschrieben (vergleiche Abbildung 8.6). Leichte Kerne werden angereichert, wenn nur Schauer oberhalb der durch eine solchen Parabel gegebenen Vorgabe für die Eindringtiefe selektiert werden. Abbildung 8.11 zeigt die Effizienzen für die leichte und die schwere Massengruppe, die sich nach Anwendung eines speziellen Schnittes in X_{max} ergeben. Für die Energierekonstruktion wurde hierbei die Methode $E_p(N_{e,\text{max}})$ gewählt. Demnach verbleiben 30 % leichte aber nur etwa 3 % schwere Kerne im Datensatz. Prinzipiell ist es möglich, den Schnitt bezüglich der Effizienzen zu optimieren. Durch den Vergleich der mit verschiedenen Schnitten

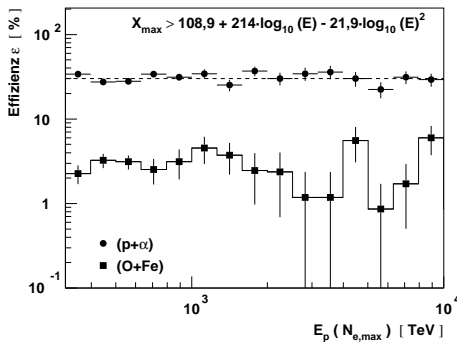


Abbildung 8.11: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Massengruppen $(p + \alpha)$ und $(O + Fe)$, die sich nach Anwendung des oben angegebenen Schnittes in X_{max} ergeben (Energierekonstruktion mit $E_p(N_{e,\text{max}})$).

in der Eindringtiefe gewonnenen Energiespektren werden aber auch Rückschlüsse über systematische Unsicherheiten gewonnen. Die Energiespektren der Methode $E_p(N_{e,\text{max}})$, die durch Schnitte mit einer Effizienz $\epsilon = 10\%$, $22,5\%$ und 30% für die Elemente der leichten Gruppe ermittelt wurden, sind in Abbildung 8.12 (links) dargestellt. Die Spektren wurden zuvor mit dem Kehrwert der Effizienz multipliziert, um in erster Näherung den absoluten Teilchenfluß der leichten Komponente zu erhalten. Die Übereinstimmung der absoluten Teilchenflüsse belegt, daß die X_{max} -Verteilungen der

M^{te}Carlo-Schauer die Daten bei großen Eindringtiefen gut beschreiben. Aus dem rechten Teil von Abbildung 8.12 geht hervor, daß auch die

⁸Die Effizienz ϵ gibt den prozentualen Anteil der durch einen Schnitt in X_{max} selektierten bzw. verworfenen Ereignisse an.

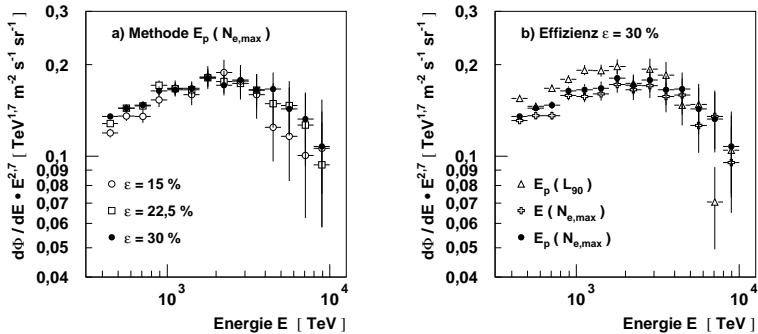


Abbildung 8.12: Energiespektren der leichten Massengruppe. Die Spektren der Methode $E_p(N_{e,max})$ unter Anwendung verschiedener Schnitte in X_{max} sind links dargestellt. Die Effizienz ϵ für die Elemente der leichten Gruppe ist jeweils angegeben. Die rechte Teilabbildung zeigt die Ergebnisse unterschiedlicher Energierekonstruktionsmethoden, wenn jeweils 30 % der leichten Elemente selektiert werden.

durch die Energierekonstruktionsmethode bedingten systematischen Unsicherheiten klein sind. Die maximale Abweichung im Teilchenfluß beträgt zwischen den Methoden $E_p(L_{90})$ und $E(N_{e,max})$ maximal 20 %.

Die mit verschiedenen Selektions-Schnitten und Rekonstruktionsmethoden ermittelten Energiespektren der leichten Massengruppe stimmen sehr gut überein. Die Spektren zeigen einen weichen Übergang zwischen zwei Potenzgesetzen im Bereich von 2 bis 5 PeV. In Abbildung 8.13 ist das Spektrum der Methode $E_p(N_{e,max})$ (Effizienz $\epsilon = 30\%$) exemplarisch mit den Ergebnissen anderer Experimente dargestellt. Die Ballon-Experimente JACEE [ASAKIMORI ET AL 98] und RUNJOB [APANASENKO ET AL 99] sind dabei in der Lage die Teilchenflüsse für die einzelne Elemente (z.B. Protonen) anzugeben. Das Tibet-Experiment [AMENOMORI ET AL 99], das aus einem Feld von Szintillationszählern und Emulsions-Kammern besteht, sowie das auf dem HEGRA-Gelände installierte Čerenkov-Teleskop-System [HEMBERGER 98] messen ebenfalls den Teilchenfluß von Protonen. Dagegen können KASCADE [GLASSTETTER ET AL 99], CASA MIA [GLASMACHER ET AL 99B] und die Szintillations- und AIROBICC-Detektoren von HEGRA nur die Spektren von Massengruppen bestimmen. Der allgemeine Verlauf des Spektrums stimmt für HEGRA und KASCADE gut überein. Lediglich vor dem Knie

ergibt sich für das HEGRA-Ergebnis mit ca. 2,3 ein deutlich flacherer Spektralindex. Beide Experimente zeigen jedoch, daß sich für die leichte Massengruppe der Spektralindex im Bereich des Knies von 2 bis 5 PeV ändert. Eine abrupte Änderung des Index bei etwa 500 TeV – wie sie das CASA MIA-Experiment mißt – ist damit ausgeschlossen.

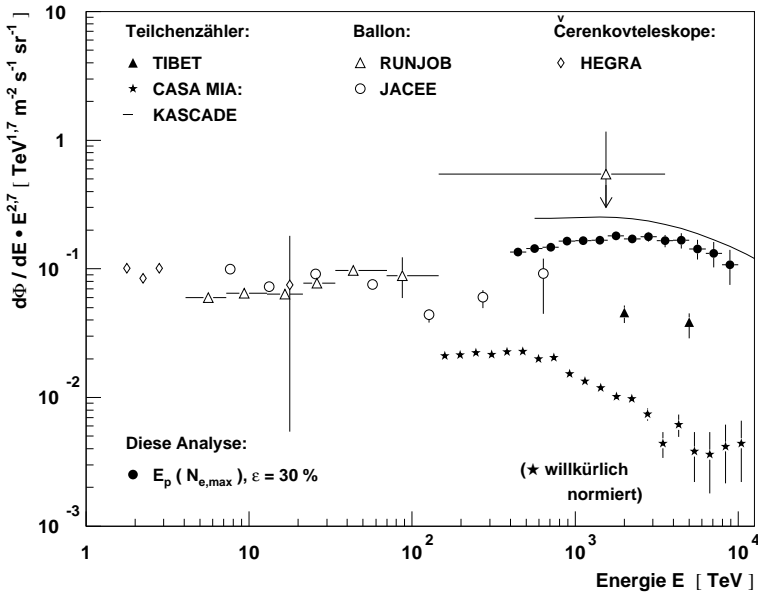


Abbildung 8.13: Das Energiespektrum der leichten Massengruppe im Vergleich zu Ergebnissen anderer Experimente. Das Spektrum wurde mit der Methode $E_p(N_{e,max})$ und einer Effizienz $\epsilon = 30\%$ ermittelt. Die anderen Ergebnisse stammen aus [ASAKIMORI ET AL 98, HEMBERGER 98, AMENOMORI ET AL 99, APANASENKO ET AL 99, GLASMACHER ET AL 99B, GLASSTETTER ET AL 99]. Das Spektrum von CASA MIA ist willkürlich normiert, da keine Angaben zum absoluten Teilchenfluß vorhanden sind.

Der Verlauf des Energiespektrums stützt die Ergebnisse zur Bestimmung der Zusammensetzung. Im Vergleich zum Gesamtspektrum steigt das Spektrum der leichten Massengruppe bis in den Bereich des Knies an und fällt dann wieder ab. Der ermittelte Anteil leichter Elemente nimmt im Bereich des Knies ebenfalls zu. Das Knie im Spektrum der leichten

Komponente ist zumindest mitverantwortlich für das Knie im Spektrum aller Teilchen. Dies bedeutet aber nicht zwangsläufig, daß das Spektrum der schweren Elemente bei etwa 4 PeV keine Änderung des spektralen Index zeigt.

Die Übereinstimmung der mit verschiedenen Methoden und Schnitten gewonnenen Ergebnisse legen nahe, daß das Energiespektrum der leichten Komponente sinnvoll bestimmt werden kann. Es kann auch davon ausgegangen werden, daß durch einen Schnitt bei großen Eindringtiefen ein sehr reines Spektrum der leichten Komponente selektiert wird. Zum einen sind die X_{\max} -Verteilungen der Daten möglicherweise zu kleineren Eindringtiefen verschoben, zum anderen fluktuieren schwere Elemente auf Grund der kleinen Breiten der Verteilungen nur mit geringer Wahrscheinlichkeit zu größeren Eindringtiefen. Da die Gesamtverteilung der Eindringtiefen durch die M^{te}Carlo-Schauer jedoch nicht gut beschrieben werden, verbleibt eine nicht genau quantifizierbare Unsicherheit. Insbesondere der ermittelte absolute Teilchenfluß der leichten Komponente könnte systematisch zu größeren oder kleineren Werten verschoben sein.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit ist eine Analyse zur Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen 300 TeV und 10 PeV vorgestellt worden. Für die Analysen wurden Daten der gleichzeitig mit den Szintillations- und Čerenkovlicht-Detektoren (AIROBICC) des HEGRA-Experimentes gemessenen elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer verwendet. Die Daten wurden zwischen Oktober 1995 und Oktober 1997 aufgezeichnet.

Auf Grund von Unstimmigkeiten in früheren HEGRA-Analysen zur Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung wurden zusätzlich auf La Palma Testmessungen durchgeführt, um das Antwortverhalten der Signalkette der AIROBICC-Detektoren zu untersuchen. Die Auswertung dieser Testmessungen erbrachte wichtige Fortschritte beim Verständnis des Detektors.

Aus den auf Beobachtungsniveau nachgewiesenen Sekundärteilchen kann die Energie und Masse der kosmischen Primärteilchen nur mit Hilfe der Ergebnisse von umfangreichen Simulationsrechnungen ermittelt werden. Für die vorliegende Arbeit wurde daher für vier verschiedene Primärteilchentypen eine Monte Carlo-Schauerbibliothek unter Verwendung des Programmes `corsika 5.2` und dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJET erstellt. Insbesondere wurde auf eine spektrale Verteilung der Primärenergien Wert gelegt, um die sich auf die Datenverteilungen auswirkenden Korrelationen rekonstruierter Schauerparameter nachbilden zu können.

Die indirekte Bestimmung der Energie und der Masse der kosmischen Strahlung aus den Sekundärteilchen eines ausgedehnten Luftschauers ist mit großen systematischen Unsicherheiten verbunden. Diese ergeben sich

einerseits aus der Notwendigkeit, die Analysen der Luftschauerdaten auf die Ergebnisse von Simulationsrechnungen in einem nur wenig bekannten kinematischen Bereich zu stützen, und andererseits aus dem Fehlen einer *hadronischen Eichquelle*⁹ bzw. präziser Resultate im Energiebereich von Luftschauerexperimenten. In der vorliegenden Arbeit wurde daher versucht, die systematischen Unsicherheiten durch Anwendung verschiedener Methoden zur Rekonstruktion der Energie und der Masse der Primärteilchen zu bestimmen. Die Methoden wurden speziell für die Messung der Lateralverteilungen der Teilchen- und Čerenkovphotonendichte mit den Szintillationszählern und den AIROBICC-Detektoren des HEGRA-Experimentes entwickelt. Sie beruhen auf der Rekonstruktion der Eindringtiefe X_{\max} des Schauermaximums sowie der Teilchenzahl $N_{e,\max}$ im Schauermaximum und der Čerenkovlichtmenge L_{90} bei 90 m Abstand vom Schauerzentrum. Besonders wichtig für die Analysen ist die Eindringtiefe des Schauermaximums, die aus der Lateralverteilung der Čerenkovphotonendichte ermittelt werden kann. Die Eindringtiefe ist ein Maß für die Masse der Primärteilchen und ermöglicht es, die Energie unabhängig vom Primärteilchentyp zu rekonstruieren. Die mit insgesamt sechs Energierekonstruktionsmethoden gewonnenen Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefaßt.

Die Energiespektren der drei auf $N_{e,\max}$ basierenden Methoden zeigen – nach der Korrektur bezüglich der Energieauflösung und der Massenabhängigkeit – untereinander sehr gute Übereinstimmung. Bei den Methoden der Schätzgröße L_{90} ergeben sich systematische Abweichungen, deren Ursache trotz erheblicher Fortschritte beim Verständnis des Detektors nicht geklärt werden konnte. Möglicherweise wirkt sich hier nachteilig aus, daß die Szintillations- und Čerenkovlicht-Detektoren nur für die γ -Astronomie im niederenergetischen TeV-Bereich nicht aber für größere Energien optimiert worden sind. Legt man die Ergebnisse der $N_{e,\max}$ -Energierekonstruktionsmethoden zugrunde, so wurden durch eine χ^2 -Anpassung zweier Potenzfunktionen $E^{-\gamma_1}$ und $E^{-\gamma_2}$, die sich an der Position des Knies E_{Knie} treffen, folgende Parameter für das differentielle Energiespektrum ermittelt:

$$\gamma_1 = 2,718_{-0,003}^{+0,003} \text{ (stat.) }_{-0,17}^{+0,16} \text{ (syst.)}$$

⁹In der TeV- γ -Astronomie gilt der *Crab-Nebel* auf Grund seines konstanten Photoneneinflusses als Eichquelle bzw. Standardkerze. Die Zuverlässigkeit der M^teCarlo-Rechnungen und des Detektors lassen sich anhand des vielfach vermessenen Energiespektrums überprüfen.

$$\gamma_2 = 3,15_{-0,3}^{+0,33} \text{ (stat.) }_{-0,02}^{+0,03} \text{ (syst.)}$$

$$E_{\text{Knie}} [\text{PeV}] = 4,4_{-1,1}^{+1,9} \text{ (stat.) }_{-0,6}^{+0,7} \text{ (syst.)}$$

Für die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung wurden die Eindringtiefenverteilungen in sechs Intervallen der mit den verschiedenen Methoden rekonstruierten Energien analysiert. Der Anteil der leichten Elemente am Gesamtfluß wurde mit Hilfe eines Anpassungsverfahrens von M^{te}Carlo-generierten Verteilungen an die Daten ermittelt. Zusätzlich wurden die Mittelwerte der Eindringtiefen und die daraus abgeleiteten mittleren Massen analysiert und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Alle Verfahren ergeben im Rahmen des QGSJET-Modells ein konsistentes Bild einer durch schwere Elemente dominierten Zusammensetzung der kosmischen Strahlung, mit einem Anteil leichter Elemente von 20-30 %. Die Massenzusammensetzung ändert sich im betrachteten Energiebereich von 300 TeV bis 10 PeV nicht oder nur wenig. Die Mittelwerte von X_{max} und $\log(A)$ deuteten auf eine schwerer werdende Elementzusammensetzung nach dem Knie hin. Die Ergebnisse hängen allerdings vom hadronischen Wechselwirkungsmodell ab, mit dem die Simulationen durchgeführt wurden. Aus den Vorhersagen für die mittlere Eindringtiefe des Schauermaximums bei den anderen von *corsika* zur Verfügung gestellten Modellen (z. B. VENUS) würde sich für die HEGRA-Daten ein kleinerer Anteil der leichten Elemente ergeben.

Die durch einen energieabhängigen Schnitt in der rekonstruierten Eindringtiefe des Schauermaximums gewonnen Energiespektren der leichten Elemente zeigen für die verschiedenen Methoden und unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten gute Übereinstimmung. Die Ergebnisse schließen ein frühzeitiges Abbrechen des Flusses der leichten Elemente unterhalb von 1 PeV aus. Es konnte gefolgert werden, daß die leichte Komponente für das im Gesamtspektrum sichtbare Knie zumindest mitverantwortlich ist.

Die Ergebnisse dieser Arbeit haben gezeigt, daß die Energie und die Masse der kosmischen Primärteilchen aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer ermittelt werden können. Auf Grund der Schwankungen in der Longitudinalentwicklung der Teilchenkaskade sind die Ergebnisse jedoch mit großen statistischen Fehlern behaftet. Deutlich präzisere Resultate liessen sich durch eine zusätzliche Messung der myonischen und (oder) der hadronischen Komponente erzielen. HEGRA-Ergebnisse zum Energiespektrum und

zur Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung, die auch die myonische Komponente berücksichtigen, liegen bereits vor, allerdings mit einer im Vergleich mit dieser Arbeit deutlich geringeren Statistik oberhalb von 300 TeV [WIEBEL-SOOTH 98]. Bei dem hier beschriebenen Datensatz wurden nur in wenigen Nächten gleichzeitige Messungen zur Bestimmung der myonischen Komponente durchgeführt, die auf Grund der schlechten Qualität nicht ausgewertet wurden.

Als ein Schwachpunkt der Analysen hat sich die Statistik der M^{te}Carlo-Schauer und der Daten insbesondere bei großen Energien herausgestellt. Auf Grund der rasanten Entwicklung auf dem Computer-Markt sollte es jedoch für zukünftige Projekte möglich sein, M^{te}Carlo-Bibliotheken mit ausreichender Statistik und in akzeptabler Zeit zu erstellen. Mittlerweile stehen auch abgewandelte *corsika*-Versionen zur Verfügung, bei denen der Rechenzeitbedarf durch einen sogenannten *Thinning*-Algorithmus (siehe z. B. [FORTSON ET AL 99B]) drastisch reduziert werden kann. Bei der Datenstatistik ergeben sich durch die Meßtechnik bedingte Grenzen. Dadurch daß AIROBICC nur in klaren mondlosen Nächten betrieben werden kann, stehen effektiv nur 10-15 % der Meßzeit von reinen Szintillationsexperimenten zur Verfügung. Theoretisch hätten für diese Arbeit – ohne Ausfall der Meßzeit durch das Feuer im Oktober 1997 – etwa vier- bis fünfmal mehr Luftschauerereignisse ausgewertete werden können. Die mögliche Statistik von 600000 Ereignissen läge damit aber immer noch weit unter der derzeitigen Statistik des KASCADE-Experimentes (siehe z. B. [GLASSTETTER ET AL 99]: $12 \cdot 10^6$ Ereignisse).

Für zukünftige Projekte wäre es sinnvoll, Čerenkovlicht-Detektoren mit elektromagnetischen Teilchen-, Myonen- und Hadronenzählern zu verbinden, um das gesamte Potential der Luftschauermeßtechnik auszuschöpfen. Die Experimente sollten auf einer großen Nachweisfläche untergebracht werden, um den Verlust an Datenstatistik – bedingt durch die nur 10-15 %ige Meßzeit der Čerenkovlicht-Detektoren – zu kompensieren. Durch die größere Nachweisfläche könnten dann die Lateralverteilungen der Čerenkovphotonendichten und deren Ankunftszeitverteilungen auch bei sehr großen Abständen zum Schauerkerntort vermessen werden, um weitere Möglichkeiten zur Energiebestimmung und Massentrennung zu erhalten (siehe z. B. [LINDNER 98]).

Anhang A

Korrektur der Sättigungseffekte in den Szintillationszählern

Das HEGRA-Experiment wurde – in dem ursprünglich nur aus Szin-

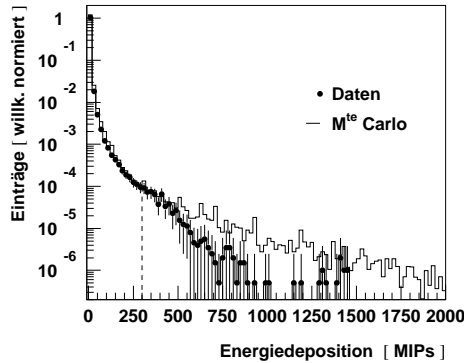


Abbildung A.1: Das Spektrum der Energiedeposition in allen Szintillationszählern. Die Daten sind durch die Punkte und die M^{te} Carlo-Simulation durch das Histogramm dargestellt. Für die Simulation wurden gleiche Anteile von p-, α -, O- und Fe-Schauern verwendet und mit $E^{-2,7}$ gewichtet.

tillationsdetektoren bestehenden Aufbau – konzipiert, um Luftschauer von kosmischer γ -Strahlung zu vermessen. Dabei wurde insbesondere die Zeitaufösung der Komponenten der Szintillationsdetektoren optimiert, um eine gute Rekonstruktion der Schauereinfallsrichtung zu gewährleisten. Die Bestimmung der Energiedeposition ist hauptsächlich für die im TeV-Energiebereich zu erwartenden Luftschauer ausgelegt.

Bei größeren Energien im Bereich einiger PeV zeigen sich jedoch Sättigungseffekte der Szintillationszähler. In Abbildung A.1 ist – mit Ausnahme der Verdichtungsmatrix – das Spektrum der in allen Szintillationszählern deponierten

Energie dargestellt. Im Vergleich zum ebenfalls gezeigten Ergebnis der M^{te} Carlo-Simulation, bricht das Gesamtspektrum der Daten bei etwa 400 MIPs ab. Für die einzelnen Hütten ergeben sich unterschiedliche Werte, ab denen Sättigungseffekte einsetzen. Bis etwa 300 MIPs stimmen die Einzelspektren jedoch gut überein. Durch die Sättigungseffekte werden die Lateralverteilungen der Teilchendichte von großen Luftschauern systematisch verzerrt. Bei der Anpassung der NKG-Funktion nach Gleichung 2.2 wird für solche Ereignisse die Gesamtteilchenzahl N_s unter- und der age-Parameter überschätzt.

Durch ein mit den simulierten Luftschauern optimiertes Verfahren können jedoch die wahren Schauergrößen bestimmt werden. Ziel ist es, eine Anpassung durchzuführen, bei der Szintillationszähler in Sättigung (damit seien im Folgenden Szintillationszähler gemeint, bei denen die deponierte Energie mehr als 300 MIPs beträgt) nicht berücksichtigt werden. Dazu wird die Lateralverteilung der Teilchendichte neben dem Standardverfahren ein zweites Mal angepaßt, wobei nur radiale Abstände zum Schauerkerntort größer 40 m zugelassen werden. Die entsprechenden Größen dieser Anpassung werden im Folgenden mit $N_{s,40}$ und age_{40} bezeichnet. Die Werte für $N_{s,40}$ und N_s weichen – auch ohne Sättigungseffekte in den Szintillationszählern – voneinander ab, weil die NKG-Funktion die gemessene Lateralverteilung nicht vollständig beschreibt¹. Eine Umrechnung der Größe $N_{s,40}$ in die zu erwartende Teilchenzahl N_s kann mit Hilfe der simulierten M^{te} Carlo-Schauer parametrisiert werden. Die Simulationen zeigen, daß das Verhältnis von N_s zu $N_{s,40}$ von der Distanz des Schauermaximums zum Detektor abhängt. In Abbildung A.2 ist eine geeignete Parametrisierung dargestellt, mit der aus den gemessenen Größen $N_{s,40}$, age_{40} und r_L die zu erwartende Teilchenzahl N_s bestimmt werden kann. Dabei wurden nur Luftschauer berücksichtigt, bei denen in wenigstens einem Szintillationszähler mehr als 300 MIPs nachgewiesen wurden. Über das Verhältnis von age_{40} zu r_L wird hierbei die Distanz zum Schauermaximum und die laterale Ausdehnung des Luftschauers berücksichtigt. Durch folgende Funktion, die an die Mittelwerte in Abbildung A angepaßt wurde, läßt sich eine korrigierte Teilchenzahl $N_{s,korr}$ bestimmen, die im Mittel der zu erwartenden

¹Streng genommen gilt Gleichung 2.2 nur für die Verteilung der Elektronen und Positronen. Durch die Bleiabdeckung der Zähler sowie ebenfalls nachgewiesene Myonen und Hadronen kommt es zu einer systematischen Verzerrung.

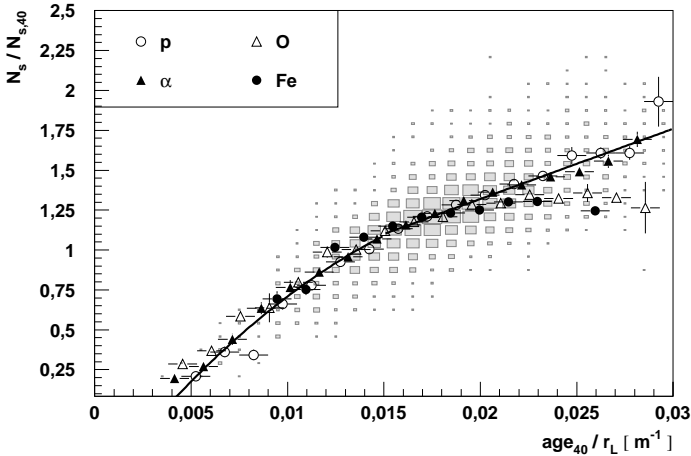


Abbildung A.2: Rekonstruktion der zu erwartenden Teilchenzahl N_s aus $N_{s,40}$, age_{40} und r_L (siehe Text). Die Punkte zeigen die Mittelwerte der Verteilungen für vier verschiedene Primärteilchen. Die Kästchen skizzieren die Gesamtverteilungen, wobei deren Größe die Häufigkeit der Ereignisse widerspiegelt. Es wurden nur simulierte Luftschauer berücksichtigt, bei denen mindestens ein Szintillationszähler mehr als 300 MIPs nachgewiesen hat. Die Linie kennzeichnet das Ergebnis der Anpassung nach Gleichung A.1.

Teilchenzahl N_s entspricht:

$$N_{s,\text{korr}} = N_{s,40} \cdot \left[-0,5088 + 152,24 \text{ m} \cdot \frac{age_{40}}{r_L} - 3046,1 \text{ m}^2 \cdot \left(\frac{age_{40}}{r_L} \right)^2 \right]. \quad (\text{A.1})$$

Für die weiteren Analysen wird diese korrigierte Teilchenzahl $N_{s,\text{korr}}$ verwendet, wenn mindestens eine Szintillatorstation mehr als 300 MIPs nachgewiesen hat, und sonst das N_s aus der Standardanpassung.

Abbildung A.3 belegt, daß mit dieser Methode die Teilchenzahl auch von Luftschauern mit Szintillationszählern in Sättigung sinnvoll bestimmt werden kann. Die Verteilungen des N_s aus der Standardanpassung und des mit dem beschriebenen Verfahren korrigierten $N_{s,\text{korr}}$ stimmen sowohl für Luftschauer von Protonen als auch von Eisenkernen sehr gut überein. Aus den Simulationen geht hervor, daß diese Verfahren bis etwa

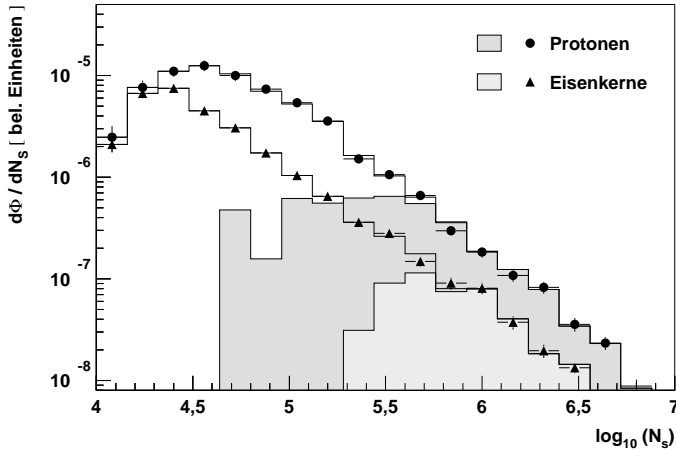


Abbildung A.3: Vergleich der Teilchenzahlspektren mit $N_{s,korr}$ und N_s . Die unschraffierten Histogramme geben jeweils die Spektren wider, die mit dem N_s der Standardanpassung ermittelt wurden. Die Symbole zeigen die Gesamtspektren, wenn bei mehr als einer gesättigten Szintillatorstation das nach Gleichung A.1 ermittelte $N_{s,korr}$ verwendet wird und das Standard- N_s sonst. Die beiden grau unterlegten Histogramme zeigen die Teilverteilungen von $N_{s,korr}$.

10 PeV angewendet werden kann. Für Luftschauer von höherenergetischen Primärteilchen kann die Energiedeposition in Szintillatorstationen, die weiter als 40 m vom Schauerzentrum entfernt stehen, mehr als 300 MIPs betragen. Für solche Ereignisse ist dann $N_{s,40}$ auch keine verzerrungsfreie Meßgröße mehr. Der Bereich, in dem die Analysen durchgeführt werden können, muß daher auf Energien kleiner als 10 PeV eingeschränkt werden.

Für die Analysen der vorliegenden Arbeit wird – sowohl in den M^{te} Carlo-Simulationen als auch in den Daten – bei Luftschauerereignissen mit mindestens einer Szintillatorstation in Sättigung ausschließlich die korrigierte Teilchenzahl verwendet. Der Einfachheit halber wird die Bezeichnung N_s für diese Observable beibehalten.

Anhang B

Eindringtiefenverteilungen

Die folgenden Abbildungen zeigen die Eindringtiefenverteilungen, die mit den fünf weiteren, nicht in Abbildung 8.7 gezeigten, Energierekonstruktionsmethoden ermittelt wurden. Die Daten sind dabei durch die gefüllten Symbole dargestellt. Die angepaßten M^{te} Carlo-Verteilungen der leichten (dunkel-grau) und der schweren Massengruppe (hell-grau) sowie deren Summe (Kreuze) sind ebenfalls eingezeichnet. Die Energieintervalle sind aufsteigend mit I bis VI bezeichnet, entsprechend der in Abschnitt 8.3 gewählten Intervalle.

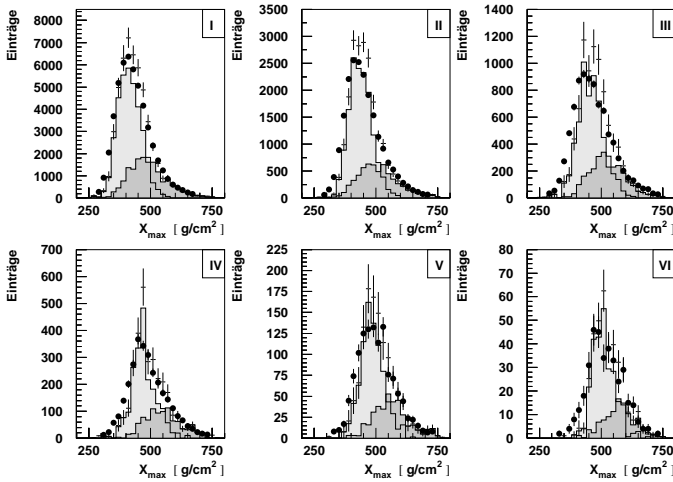
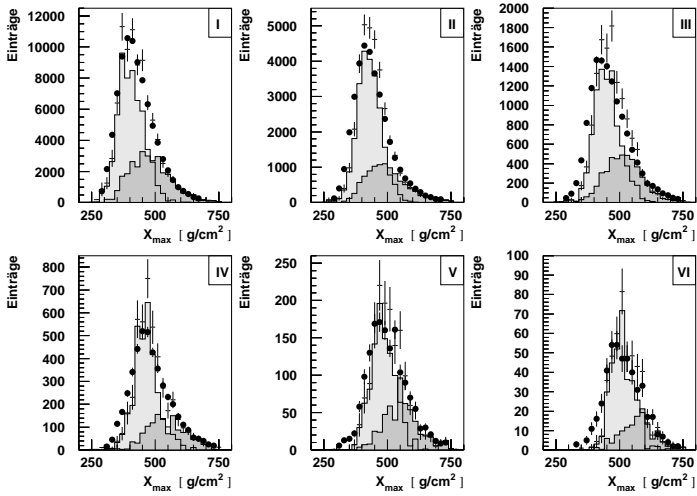
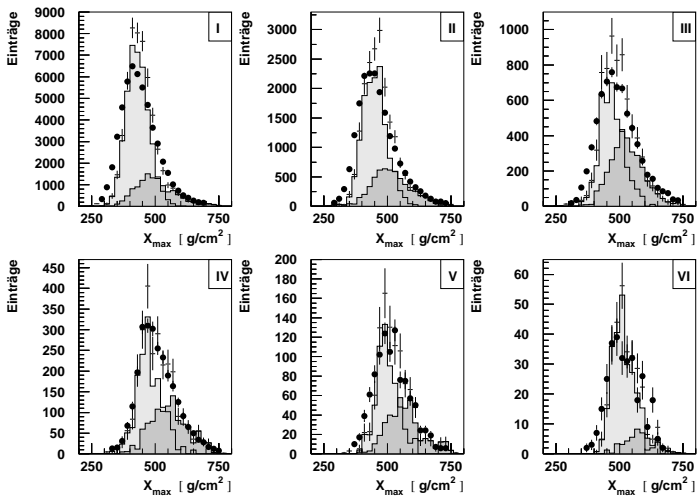


Abbildung B.1: Die mit der Methode $E_p(N_{e,max})$ ermittelten X_{max} -Verteilungen.

Abbildung B.2: Methode $E_{\text{Fe}}(N_{e,\max})$ Abbildung B.3: Methode $E_p(L_{90})$

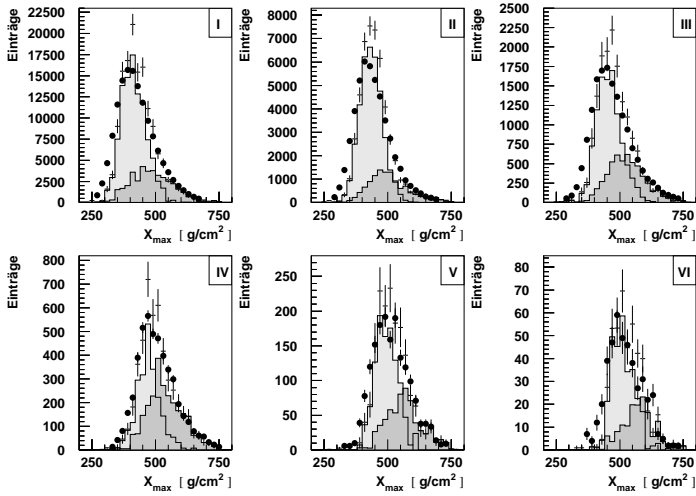


Abbildung B.4: Methode $E_{Fe}(L_{90})$

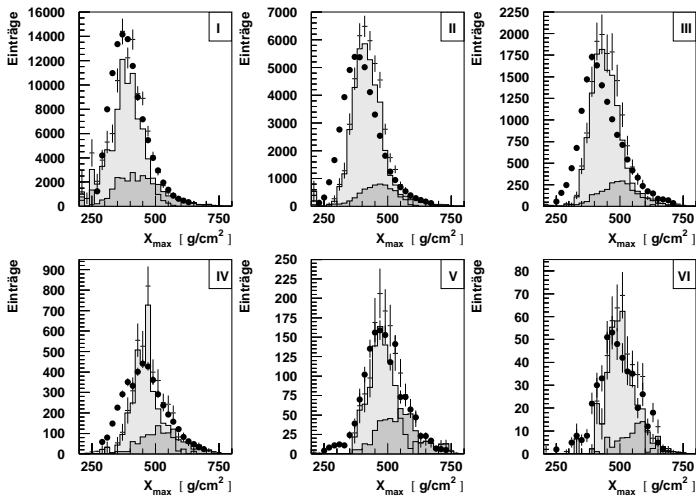


Abbildung B.5: Methode $E(L_{90})$

Anhang C

Tabellarische Darstellung der Ergebnisse

In Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit in tabellarischer Form angegeben.

$\log_{10}(E/[TeV])$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E_p(N_{e,max})\}$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E_{Fe}(N_{e,max})\}$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E(N_{e,max})\}$
	$[m^{-2} s^{-1} sr^{-1} TeV^{1,7}]$		
2,55	0,459 ± 0,003	0,424 ± 0,002	0,434 ± 0,002
2,65	0,469 ± 0,003	0,446 ± 0,002	0,451 ± 0,002
2,75	0,474 ± 0,004	0,468 ± 0,003	0,489 ± 0,004
2,85	0,469 ± 0,005	0,468 ± 0,004	0,488 ± 0,004
2,95	0,473 ± 0,006	0,467 ± 0,005	0,489 ± 0,005
3,05	0,486 ± 0,007	0,467 ± 0,006	0,497 ± 0,006
3,15	0,485 ± 0,009	0,485 ± 0,007	0,503 ± 0,008
3,25	0,462 ± 0,010	0,482 ± 0,009	0,500 ± 0,010
3,35	0,428 ± 0,012	0,448 ± 0,010	0,498 ± 0,011
3,45	0,402 ± 0,014	0,416 ± 0,012	0,460 ± 0,014
3,55	0,467 ± 0,018	0,422 ± 0,015	0,450 ± 0,016
3,65	0,453 ± 0,022	0,475 ± 0,020	0,498 ± 0,021
3,75	0,408 ± 0,025	0,373 ± 0,021	0,437 ± 0,024
3,85	0,344 ± 0,028	0,378 ± 0,026	0,384 ± 0,028
3,95	0,365 ± 0,035	0,330 ± 0,030	0,351 ± 0,032

Tabelle C.1: Der mit den drei auf $N_{e,max}$ basierenden Methoden ermittelte differentielle Teilchenfluß nach der in Abschnitt 8.2.1 beschriebenen Rückfaltung. Die Werte sind – wie in Abbildung 8.4 – mit $E^{2,7}$ multipliziert. Die angegebenen Fehler sind statistisch.

$\log_{10}(E/[TeV])$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E_p(L_{90})\}$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E_{Fe}(L_{90})\}$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E(L_{90})\}$
	[$m^{-2} s^{-1} sr^{-1} TeV^{1,7}$]		
2,55	0,663 ± 0,004	0,582 ± 0,002	0,558 ± 0,002
2,65	0,623 ± 0,005	0,631 ± 0,003	0,653 ± 0,003
2,75	0,602 ± 0,005	0,611 ± 0,003	0,723 ± 0,004
2,85	0,562 ± 0,006	0,575 ± 0,004	0,745 ± 0,005
2,95	0,557 ± 0,007	0,550 ± 0,005	0,698 ± 0,006
3,05	0,523 ± 0,009	0,518 ± 0,006	0,670 ± 0,007
3,15	0,467 ± 0,010	0,510 ± 0,007	0,611 ± 0,008
3,25	0,464 ± 0,012	0,459 ± 0,008	0,569 ± 0,010
3,35	0,459 ± 0,014	0,422 ± 0,010	0,501 ± 0,011
3,45	0,472 ± 0,017	0,449 ± 0,012	0,516 ± 0,015
3,55	0,492 ± 0,021	0,451 ± 0,015	0,449 ± 0,017
3,65	0,424 ± 0,023	0,465 ± 0,019	0,500 ± 0,021
3,75	0,391 ± 0,027	0,392 ± 0,022	0,463 ± 0,025
3,85	0,343 ± 0,031	0,373 ± 0,026	0,393 ± 0,028
3,95	0,333 ± 0,037	0,341 ± 0,034	0,310 ± 0,029

Tabelle C.2: Tabellarische Darstellung des mit den L_{90} -Methoden ermittelten differentiellen Teilchenflusses (siehe Abbildung 8.4).

$\log_{10}(E/[TeV])$	E [TeV]	$\frac{p+\alpha}{\Sigma} \{E(N_{e,max})\}$	$\frac{p+\alpha}{\Sigma} \{E(L_{90})\}$
		[%]	
2,5 - 2,75	316 - 562	28,7 ± 7,3	18,2 ± 4,8
2,75 - 3,0	562 - 1000	22,4 ± 5,2	16,2 ± 4,9
3,0 - 3,25	1000 - 1778	25,0 ± 8,9	23,4 ± 7,5
3,25 - 3,5	1778 - 3162	24,0 ± 12,8	31,5 ± 16,6
3,5 - 3,75	3162 - 5623	32,5 ± 17,6	32,5 ± 18,2
3,75 - 4,0	5623 - 10000	26,2 ± 23,6	21,7 ± 21,7

Tabelle C.3: Die mit den Methoden $\overline{E(N_{e,max})}$ und $\overline{E(L_{90})}$ ermittelten Anteile $(p + \alpha)/\Sigma$ der leichten Kerne am Gesamtfluß (mit statistischen Fehlern).

$\log_{10}(E/[\text{TeV}])$	E [TeV]	$X_{\max} \{ \overline{E(N_{e,\max})} \}$	$X_{\max} \{ \overline{E(L_{90})} \}$
		[g/cm ²]	
2,5 - 2,75	316 - 562	429,8 ± 0,3	419,4 ± 0,2
2,75 - 3,0	562 - 1000	445,1 ± 0,5	433,1 ± 0,3
3,0 - 3,25	1000 - 1778	462,2 ± 0,8	461,2 ± 0,7
3,25 - 3,5	1778 - 3162	481,0 ± 1,3	485,1 ± 1,3
3,5 - 3,75	3162 - 5623	495,3 ± 2,0	500,5 ± 2,0
3,75 - 4,0	5623 - 10000	509,3 ± 3,6	502,5 ± 3,5

Tabelle C.4: Die mit den Methoden $\overline{E(N_{e,\max})}$ und $\overline{E(L_{90})}$ rekonstruierten mittleren Eindringtiefen X_{\max} nach der in Abschnitt 8.3.2.2 dargestellten Korrektur der Korrelationseffekte (mit statistischen Fehlern).

$\log_{10}(E/[\text{TeV}])$	E [TeV]	$\log_{10}(A) \{ \overline{E(N_{e,\max})} \}$	$\log_{10}(A) \{ \overline{E(L_{90})} \}$
2,5 - 2,75	316 - 562	2,39 ± 0,01	2,55 ± 0,01
2,75 - 3,0	562 - 1000	2,52 ± 0,01	2,67 ± 0,01
3,0 - 3,25	1000 - 1778	2,53 ± 0,02	2,45 ± 0,02
3,25 - 3,5	1778 - 3162	2,54 ± 0,03	2,34 ± 0,03
3,5 - 3,75	3162 - 5623	2,59 ± 0,05	2,43 ± 0,05
3,75 - 4,0	5623 - 10000	2,67 ± 0,09	2,83 ± 0,09

Tabelle C.5: Die mit den Methoden $\overline{E(N_{e,\max})}$ und $\overline{E(L_{90})}$ aus X_{\max} rekonstruierten mittleren Massenzahlen $\log_{10}(A)$ (mit statistischen Fehlern).

$\log_{10}(E/[\text{TeV}])$	$\frac{d\Phi}{dE} \{E_p(N_{e,\max})\}$ [$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{TeV}^{1,7}$]
2,55	$0,151 \pm 0,002$
2,65	$0,135 \pm 0,003$
2,75	$0,144 \pm 0,004$
2,85	$0,147 \pm 0,004$
2,95	$0,164 \pm 0,006$
3,05	$0,165 \pm 0,007$
3,15	$0,167 \pm 0,008$
3,25	$0,181 \pm 0,011$
3,35	$0,171 \pm 0,013$
3,45	$0,178 \pm 0,016$
3,55	$0,166 \pm 0,018$
3,65	$0,166 \pm 0,022$
3,75	$0,143 \pm 0,025$
3,85	$0,132 \pm 0,030$
3,95	$0,108 \pm 0,032$

Tabelle C.6: Der mit der Methode $E_p(N_{e,\max})$ ermittelte differentielle Fluß der leichten Elemente aus Abbildung 8.13.

Literaturverzeichnis

- [ABU-ZAYYAD 00] Abu-Zayyad, T., Phys. Rev. Lett. Vol. **84**, No. 19, 4276 (2000)
- [AHARONIAN ET AL 99] Aharonian, F., et al, Proc. Xth Int Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Assergi 1998, eds. O. Saavedra & A. Castellina, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **75A**, 244 (1999)
- [AIR 98] AIR Watch Coll., Series of 6 contr. pres. at a dedicated Session at SPIE Conf., Proc. Vol. 3445 (1998)
- [ALLEN ET AL 97] Allen, G. E., et al, ApJ **487**, L97 (1997)
- [ALLEN ET AL 99] Allen, G. E., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 480 (1999)
- [AMENOMORI ET AL 96] Amenomori, M., et al, ApJ **461**, 408 (1996)
- [AMENOMORI ET AL 99] Amenomori, M., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 211 (1999)
- [APANASENKO ET AL 99] Apanasenko, A. V., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 163 (1999)
- [ARQUEROS ET AL 99] Arqueros, F., et al, accepted in A & A ([astro-ph/9908202](#)) (1999)
- [ASAKIMORI ET AL 93] Asakimori, K., et al, Proc. 23th ICRC, Calgary, Volume 2, p 25 (1993)
- [ASAKIMORI ET AL 98] Asakimori, K., et al, ApJ **502**, 278 (1998)
- [ATOYAN ET AL 99] Atoyan, A. M., et al, accepted in A & A ([astro-ph/0001186](#)) (1999)

- [BELL 78] Bell, A. R., Mon. Not. R. Astron. Soc. **182**, 147 (1978)
- [BEREZHKO ET AL 96] Berezhko, E. G., et al, JETP, **82**, 1 (1996)
- [BERNLÖHR ET AL 98] Bernlöhr, K., et al, Astropart. Phys. **8**, 253-264 (1998)
- [BERNLÖHR 99] Bernlöhr, K., Astropart. Phys. **12**, 255-268 (1999)
- [BHATTACHARJEE & SIGL 00] Bhattacharjee P. & Sigl G., Phys. Rep. **327**, 109 (2000)
- [BIERMANN 93A] Biermann, P. L., A & A **271**, 649 (1993)
- [BIERMANN 93B] Biermann, P. L., High Energy Astrophysics, Ed. J. Matthews, World Scientific, Singapore, p 217-286 (1993)
- [BLANCKE 87] Blancke, U., Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1987)
- [BLOBEL & LOHRMANN 98] Blobel, V. & Lohrmann, E. Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, Teubner Verlag, Stuttgart (1998)
- [BORIONE ET AL 94] Borione, A., et al, NIM A **346**, 329 (1994)
- [CAPDEVILLE 89] Capdeville, J. N., J. Phys. G **15**, 909-924 (1989)
- [CAPELLA 80] Capella, A., Tran Than Van, J., Phys. Lett. **93B**, 146 (1980)
- [CAPELLA 81] Capella, A., Tran Than Van, J., Z. Phys. **C 10** 249 (1981)
- [CASSIDY ET AL 97] Cassidy, M., et al, Proc. 25th ICRC, Durban, Volume 5, p 189 (1997)
- [CHILINGARIAN ET AL 99] Chilingarian, A., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 226 (1999)
- [ČERENKOV ET AL 64] Čerenkov, P. A., et al, Nobel Lectures in Physics, Elsevier, New York (1964)
- [CORTINA 97] Cortina, J., Dissertation Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense, Madrid (1997)
- [CRONIN ET AL 95] Cronin, J. W., et al, The Pierre Auger Project, Design Report, Fermilab (1995)

- [DAR & PLAGA 99] Dar, A. & Plaga R. A & A, **349**, 259 (1999)
- [DAUM ET AL 98] Daum, A., et al (HEGRA Collab.), *Astropart. Phys.* **8**, 1-11 (1998)
- [DICKINSON ET AL 99] Dickinson, J.E., et al Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 136 (1999)
- [DOMMENGET 96] Dommenget, D., Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1996)
- [DRURY 83] Drury, L. O. C., On Particle Acceleration in Supernova Remnants, *Space Science Rev.*, **36**:37-60 (1983)
- [DRURY ET AL 89] Drury, L. O. C., et al, *A & A* **252**, 179 (1989)
- [ECKMANN 91] Eckmann, R., Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1991)
- [ENGLER ET AL 99] Engler, J., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 349 (1999)
- [ERLYKIN & WOLFENDALE 99] Erlykin, A. D. & Wolfendale, *Astropart. Phys.* **10**, 69-81 (1999)
- [FERMI 49] Fermi, E., *Phys. Rev.*, **75**, 1169 (1949)
- [FESEFELDT 85] Fesefeldt H., The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Application, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule Aachen, **PITHA 85/02** (1985)
- [FLETCHER ET AL 94] Fletcher, R. S., et al, *Phys. Rev. D* **50**, 5710 (1994)
- [FRAUENFELDER 87] Frauenfelder, H., Henley, E. M., *Teilchen und Kerne*, 2. Auflage, R. Oldenbourg Verlag GmbH, München (1987)
- [FORTSON ET AL 99A] Fortson, L. F., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 125 (1999)
- [FORTSON ET AL 99B] Fortson, L. F., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 5, p 336 (1999)
- [FOWLER ET AL 00] Fowler, J. W., et al, submitted to *Astropart. Phys.* (**astro-ph/0003190**) (2000)
- [GABRIEL 94] Gabriel, T. A., *NIM A* **338**, 336 (1994)

- [GAISSER 90] Gaisser, T. K., Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990)
- [GLASMACHER ET AL 99A] Glasmacher, M. A. K., et al, Astropart. Phys. **10**, 291 (1999)
- [GLASMACHER ET AL 99B] Glasmacher, M. A. K., et al, Astropart. Phys. **12**, 1 (1999)
- [GLASSTETTER ET AL 99] Glasstetter, R., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 222 (1999)
- [GLAUBER 70] , R. J., Matthiae, G., Nucl. Phys. B **21**, 135 (1970)
- [GORDON ET AL 76] Gordon, M. A., et al, ApJ **208**, 304 (1976)
- [GREISEN 56] Greisen, K., Prog. Cosmic Ray Physics **3**, 1 (1956)
- [GREISEN 60] Greisen, K., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **10**, 63 (1960)
- [GRIBOV ET AL 83] Gribov, L. V., et al, Phys. Rep. **100**, 1 (1983)
- [GRIEDER 70] Grieder, P. K. F., Habilitationsschrift, University Bern (1970)
- [GRIEDER 79] Grieder, P. K. F., Proc. 16th ICRC, Kyoto Volume 9, p 161 (1979)
- [HAMMOND ET AL 78] , R. T., et al, Il Nuovo Cimento C **1**, 4:315-334 (1978)
- [HAUSTEIN 96] Hausteин V., Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1996)
- [HAYASHIDA ET AL 99] Hayashida, N., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 256 (1999)
- [HEMBERGER 98] Hemberger, M., Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg (1998)
- [HESS 12] Hess, V. F., Phys. Zeitschrift., 13:1084-1091 (1912)
- [HESS 98] Heß, M., Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg (1998)
- [HINTON ET AL 99] Hinton, J., et al Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 288 (1999)

- [HÖRANDEL ET AL 99A] Hörandel, J., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 131 (1999)
- [HÖRANDEL ET AL 99B] Hörandel, J., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 337 (1999)
- [HORNS 97] Horns, D., Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1997)
- [HORNS & SCHMELE 99] Horns, D. & Schmele, D., Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, nur zu beziehen über astro-ph/9909125 (1999)
- [KALMYKOV ET AL 97] Kalmykov, N. N., et al, Proc. IXth Int Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Karlsruhe 1996, eds. H. Rebel, G. Schatz & J. Knapp, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **52B**, 17 (1997)
- [KARLE 94] Karle, A., Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1994)
- [KCHRISTIANSEN ET AL 72] Christiansen, G. B., et al, Soc. J. Nucl. Phys., 14:360-362 (1972)
- [KLAGES ET AL 97] Klages, H. O., et al, Nucl. Phys. B (Proc. Supp.) **52B**, 92 (1997)
- [KNAPP & HECK 93] Knapp, J. & Heck, D., Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Manual, Kernforschungszentrum Karlsruhe **KfK 5196 B** (1993)
- [KNAPP 97] Knapp, J., Habilitationsschrift, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe (1997)
- [KORNMEYER 99] Kornmayer, H., Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1999)
- [KOYAMA ET AL 95] Koyama, K., et al, Nature, **378**, 255 (1995)
- [KOBAYASHI ET AL 72] Koba, Z., et al, Nucl. Phys. B **40**, 317 (1972)
- [KRAWCZYNSKI 97] Krawczynski, H., Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1997)
- [LINDNER 98] Lindner, A., Astropart. Phys. **8**, 235 (1998)

- [MIRZOYAN ET AL 94] Mirzoyan, R., et al (HEGRA Collab.), NIM A **351**, 513 (1994)
- [MODTRAN 96] The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 Model, 01/11/96 (1996)
- [NAGANO ET AL 84] Nagano, M. et al, J. Phys. G **10**, 1295 (1984)
- [NELSON ET AL 85] Nelson, W. R. et al, The EGS4 Code System, Stanford Linear Accelerator Center **SLAC 265** (1985)
- [PALING ET AL 97] Paling, S., Proc. 25th ICRC, Durban, Volume 5, p 253 (1997)
- [PATTERSON & HILLAS 83] Patterson, J. R. & Hillas, A. M., J. Phys. G **9**, 1433 (1983)
- [PRAHL 92] , J., Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1992)
- [PRAHL 99] Prahl, J., Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1999)
- [PROSCH 97] Prosch, C., Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1997)
- [PROTHEROE & TURVER 79] Protheroe, R. J. & Turver, K. E., Il Nuovo Cimento A **51**, 2:277-294 (1979)
- [PROTHEROE & SZABO 92] Protheroe, R. J. & Szabo, A. P., Phys. Rev. Lett. **69**, 2885 (1992)
- [PÜHLHOFER ET AL 99] Pühlhofer, G., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 492 (1999)
- [RAABE 99] Raabe, M., Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1999)
- [RANFT 95] Ranft, J., Phys. Rev. D **51**, 64 (1995)
- [RISSE ET AL 99] Risse, M., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 135 (1999)
- [RÖHRING ET AL 99A] Röhring, A., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 1, p 214 (1999)

- [RÖHRING ET AL 99B] Röhring, A., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 152 (1999)
- [ROTH 99] Roth, M., Dissertation, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (1999)
- [SCHMELE 98] , D., Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg (1998)
- [SCHMELLING 94] Schmelling, M., NIM A **340**, 400 (1994)
- [SHIRASAKI ET AL 97] Shirasaki, Y., et al, Proc. 25th ICRC, Durban, Volume 4, p 53 (1997)
- [STANEV ET AL 93] Stanev, et al, A & A **274**, 902 (1993)
- [SWORDY 95] Swordy, S. P., Proc. 25th ICRC, Rom, Volume 2, p 697 (1995)
- [SWORDY & KIEDA 99A] Swordy, S. P. & Kieda, D. B., Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 144 (1999)
- [SWORDY & KIEDA 00] Swordy, S. P. & Kieda, D. B., Astropart. Phys. **13**, 137-150 (2000)
- [TANIMORI ET AL 98] Tanimori, T., et al, ApJ **497**, L25 (1998)
- [WATSON 97] Watson, A., Proc. 26th ICRC, Durban, Volume 8, p 257 (1997)
- [WEBER 99] Weber, J. H., Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) (1999)
- [WEFEL 91] Wefel, J. P., Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium, eds. M. M. Shapiro, et al, NATO ASI Series C **337**, 29 (1991)
- [WERNER 93] Werner, K., Phys. Rep. **232**, 87 (1993)
- [WIEBEL-SOOTH & BIERMANN 98] Wiebel-Sooth, B. & Biermann, P. L., Chapter 7.6: Cosmic Rays, Landolt-Börnstein; New Series, vol. VI 3C, p. 37-90 (1998)
- [WIEBEL-SOOTH 98] Wiebel-Sooth, B., Dissertation, Universität Wuppertal (1998)

- [VÖLK 84] Völk, H. J., High Energy Astrophysics, 19th Rencontre de Moriond, p 281, Gif-sur-Yvette, Editions Frontiers (1984)
- [WAXMAN 99] Waxman, E., Proc. TAUP99, eds. Froissart M., Dumarchez J. & Vignaud D., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) in press, ([astro-ph/0002243](#)) (1999)
- [ZATSEPIN ET AL 66] , G. T., et al, JETP Lett., 4:78 (1966)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. G. Heinzelmann für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung der Arbeit. Die Möglichkeit, am Meßbetrieb auf La Palma und an internationalen Konferenzen teilzunehmen, habe ich als sehr lehrreich empfunden.

Für die vielen kleinen und großen Hilfen, die unkomplizierte Arbeitsatmosphäre sowie die nahezu anstandslose Überlassung der Computer-Ressourcen zur Erstellung der M^{te}Carlo-Schauerbibliothek danke ich den Mitarbeitern der Hamburger HEGRA-Gruppe: M. Albers, M. Andronache, R. Cornils, N. Götting, Dr. V. Haustein, D. Horns, Dr. H. Krawczynski, Dr. A. Lindner, S. Mildahn, T. Mundzeck, K. Pätzold, M. Raabe, J. Robrade, Dr. J. Prah, T. Prietz, Dr. D. Schmele und M. Tluczykont.

Zu ausdrücklichem Dank bin ich auch den Mitgliedern der *Kompositions-*Arbeitsgruppe aus den Instituten in Hamburg, Madrid, München und Wuppertal verpflichtet. Ohne die vielen Diskussionen und Vergleiche von Ergebnissen wäre es nicht möglich gewesen, die Unwägbarkeiten des AIROBICC-Detektors zu verstehen.

Für das kritische Lesen des Manuskripts danke ich N. Götting, D. Horns, Dr. A. Lindner, Dr. G. Peters und Dr. J. Prah.

Ein Projekt wie das HEGRA-Experiment ist ohne die Zusammenarbeit vieler Physiker und Ingenieure nicht möglich. Mein Dank gilt daher den Kollegen der HEGRA-Kollaboration und den hier nicht namentlich erwähnten Personen, die mich unterstützt haben.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, ohne die dieses Studium nicht möglich gewesen wäre, sowie bei Antje, die mich auf dem teilweise sehr holprigen Weg zum Dokortitel aufmunternd begleitet hat.