



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6912

**Untersuchung unbegleiteter  
Hadronen in durch kosmische  
Strahlung induzierten  
Luftschauern im Bereich  
bis zu einem PeV**

**M. Müller**  
Institut für Kernphysik

November 2003

# Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6912

## Untersuchung unbegleiteter Hadronen in durch kosmische Strahlung induzierten Luftschauern im Bereich bis zu einem PeV

Markus Müller

Institut für Kernphysik

Zur Erlangung des akademischen Grades eines DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2003

**Impressum der Print-Ausgabe:**

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

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

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

**ISSN 0947-8620**

# Zusammenfassung

Eine bestimmte Klasse von Luftschauern, bei denen lediglich ein einzelnes Hadron den Erdboden erreicht und im Detektor gemessen und rekonstruiert wird, nennt man unbegleitete Hadronen. Sie bieten die Möglichkeit, hadronische Wechselwirkungen in der Atmosphäre bei hohen Energien zu testen und zu untersuchen und aus dem gemessenen Hadronenspektrum auf Meereshöhe ein Proton-Primärspektrum im Bereich zwischen 100 GeV und 5 PeV abzuleiten. In der Literatur werden unterschiedliche Definitionen von unbegleiteten Hadronen benutzt. Dies erschwert natürlich den Vergleich einzelner "Fluß-Messungen" untereinander.

Das Energiespektrum der unbegleiteten Hadronen wird mit dem neun-lagigen Hadron Kalorimeter des *KASCADE* Experiments auf nahezu Meereshöhe gemessen. Aus diesem gemessenen Fluß versucht man auf den primären Protonfluß oberhalb der Atmosphäre zurückzuschließen. Dabei spielen die Simulationen eine wichtige und entscheidende Rolle. Der dabei erhaltene Fluß ist allerdings mit den Ergebnissen von direkten Messungen ebenso gut verträglich, wie mit den Ergebnissen von weiteren indirekten Messungen.

## Measurement of Unaccompanied Hadrons in air shower events up the PeV range

### Abstract

Unaccompanied hadrons are cosmic-ray induced events for which only one hadron has been registered at ground level. They offer a possibility to study details of hadronic interactions in the atmosphere and of the primary proton spectrum in the energy range from 100 GeV up to 5 PeV.

Different definitions of an unaccompanied hadron, often called single hadron, are used in literature. This fact makes it more difficult to compare several experiments.

The energy spectrum of unaccompanied hadrons is measured with the large hadron calorimeter of the *KASCADE* experiment near sea level. From the measured flux at detector level the primary proton spectrum at the top of the atmosphere has been derived. For this procedure the simulations play an important role. But the flux obtained is well compatible with other results of direct measurements and also with results of indirect measurements.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>3</b>
<b>Motivation – Suche nach unbegleiteten Hadronen</b>	<b>5</b>
<b>1 Kosmische Strahlung</b>	<b>7</b>
1.1 Historie und aktueller Kenntnisstand . . . . .	7
1.2 Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung . . . . .	11
1.3 Knie und Knöchel . . . . .	12
1.4 Direkte und indirekte Messungen der kosmischen Strahlung . . . . .	12
1.4.1 Ausgedehnte Luftschauer . . . . .	13
1.4.2 Komponenten des Luftschauers . . . . .	13
1.4.3 Unbegleitete Hadronen . . . . .	16
<b>2 Das Luftschauerexperiment <i>KASCADE</i></b>	<b>19</b>
2.1 Der Zentraldetektor . . . . .	20
2.1.1 Eisen-Sampling-Kalorimeter . . . . .	20
2.1.2 Triggerebene . . . . .	22
2.1.3 Top-Cluster . . . . .	23
2.1.4 Myondetektoren . . . . .	23
2.2 Das Detektorarray . . . . .	24
2.3 Der Myonspurdetektor . . . . .	25
2.4 <i>KASCADE</i> -Grande . . . . .	26
2.5 Erweiterung und Ausbau des <i>KASCADE</i> Experiments . . . . .	26
<b>3 Hadronische Wechselwirkungen, Simulation und Rekonstruktion</b>	<b>27</b>
3.1 Hadronische Wechselwirkung und ihre Modellierung . . . . .	27
3.2 Luftschauersimulationsprogramm <i>CORSIKA</i> . . . . .	28
3.2.1 Das hadronische Wechselwirkungsmodell <i>QGSJET</i> . . . . .	29
3.3 Interpretation der Meßdaten und Analyseschema . . . . .	29
3.3.1 Detektorsimulationsprogramm <i>CRES</i> . . . . .	30
3.3.2 Rekonstruktionsprogramm <i>KRETA</i> . . . . .	30
3.3.3 Simulationsrechnungen . . . . .	33
<b>4 Detektorstudie</b>	<b>39</b>
4.1 Triggereffizienz und Effizienz der Rekonstruktion . . . . .	39
4.2 Zahl der rekonstruierten Spuren im Detektor . . . . .	41
4.3 Energieauflösung, Winkelauflösung, Energiekalibration und Energiedeposition im Hadronkalorimeter . . . . .	44
<b>5 Das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen am Erdboden</b>	<b>47</b>

<b>6</b>	<b>Das aus dem Flußspektrum anhand von Simulationsrechnungen abgeleitete Proton-Primärspektrum</b>	<b>57</b>
6.1	Bestimmung der Primärenergie des unbegleiteten Hadrons aus seiner rekonstruierten Hadronenergie auf Detektorhöhe . . . . .	57
6.2	Simulationsstudien der Luftschaue, aus denen unbegleitete Hadronen rekonstruiert werden . . . .	59
6.3	Bestimmung eines “Primärspektrums” anhand des gemessenen Hadronspektrums . . . . .	61
6.4	Bestimmung des Proton-Primärspektrums anhand des aus der Analyse gewonnenen “Primärspektrums” . . . . .	63
6.5	Einfluß simulierter Primärflüsse der einzelnen Elemente auf das Proton-Primärspektrum . . . . .	65
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Kalorimeter-Eventdisplay</b>	<b>69</b>
<b>B</b>	<b>Analysemethode und Fehlerabschätzung</b>	<b>71</b>
B.1	Hadronspektren . . . . .	71
B.2	Proton-Primärspektrum . . . . .	71
<b>C</b>	<b>Tabellen der gemessenen Hadronflüsse und rekonstruierter Primärspektren</b>	<b>73</b>
<b>D</b>	<b>Einfluß hadronischer Wechselwirkungsmodelle</b>	<b>76</b>

# Vorwort

*“Es gibt keine Sicherheit, wenn es physikalisch oder moralisch möglich ist, daß die Sache sich anders verhält ... (Wir sind) dazu verdammt ..., (uns) mit der größten Wahrscheinlichkeit begnügen zu müssen...”*

*François-Marie Voltaire*

Als Michael Faraday einmal gefragt wurde, was Physik sei, soll er geantwortet haben: “Physik, das ist Experimente machen und sie veröffentlichen.” Diese scherzhafte Formulierung zeigt uns eine Wurzel der Physik: den forschenden, d.h. experimentellen Umgang mit der Natur. Die Physik wurzelt im Experiment.

Jedes Experiment geschieht nun aber immer schon in einem begrifflichen Rahmen und damit einer Theorie. In Wahrheit ist ein Experiment blind, nichts weiter als eine Sammlung von Daten, das nicht durch theoretische Fragestellungen geleitet oder gedeutet wird. Diese Theorie des begrifflichen Denkens in der Physik wird durch die mathematischen Modelle beschrieben. Empirie und Ratio sind die beiden unzertrennlichen Komponenten physikalischen Vorgehens und physikalischen Wissens.

Schon lange – zumindest seit Newton – ist die Suche nach Naturgesetzen das zentrale Anliegen der Physik. Sie stellt uns vor die Aufgabe, richtige Aussagen über die “objektive Wirklichkeit” zu machen und ihre Zusammenhänge zu begreifen. Schon Immanuel Kant hat sich mit der Frage beschäftigt, wie der Mensch durch Kommunikation mit der Außenwelt Erkenntnis gewinnen kann.

Dabei war die Methode im 17. und bis ins 20. Jahrhundert hinein die induktive. Als Induktion bezeichnet man ein Vorgehen, bei dem allgemeine Aussagen aufgrund von Beobachtungen von Einzelfällen aufgestellt werden. Solche allgemeinen Behauptungen stehen jedoch “auf schwachen Beinen”, weil immer die Möglichkeit besteht, daß weitere Beobachtungen mit dem aufgestellten Gesetz nicht vereinbar sind.

David Hume hat darauf hingewiesen, daß auch aus einer noch so großen Zahl von singulären Beobachtungen logisch kein uneingeschränkt allgemeiner Satz folgt. Er sah, daß von uns als wesentlich betrachtete Begriffe wie z.B. die kausale Verknüpfung nicht aus dem durch die Sinne gelieferten Material gewonnen werden können. Die gesamte Naturwissenschaft beruht auf der Annahme, daß in der Natur Regelmäßigkeit herrscht, d.h. daß die Zukunft, was die Wirkungsweise der Naturgesetze betrifft, der Vergangenheit gleicht.

Karl Raimund Popper konnte im 20. Jahrhundert für das Induktionsproblem eine Lösung anbieten. Dabei nutzt er die logische Asymmetrie von Verifikation und Falsifikation. Eine beliebig große Anzahl positiver Befunde reicht nicht aus, eine Theorie als wahr zu klassifizieren. Dagegen genügt eine einzige negative Beobachtung, um diese zu falsifizieren. In diesem wichtigen logischen Sinne sind empirische Verallgemeinerungen zwar nicht verifizierbar, aber falsifizierbar. Das bedeutet, wissenschaftliche Hypothesen lassen sich zwar nicht beweisen, sie lassen sich gleichwohl aber prüfen. Der Logik nach ist deshalb ein wissenschaftliches Gesetz nicht endgültig verifizierbar, wohl aber endgültig falsifizierbar.

Ihm wurde klar, daß die “Wahrheit” einer Theorie unbeweisbar ist. Popper schlägt nun konsequenterweise vor, wissenschaftliche Theorien so eindeutig zu formulieren, daß sie möglichst klar dem Risiko der Widerlegung ausgesetzt sind. Damit bietet sich dann eine Möglichkeit konkurrierende Theorien zu überprüfen und diejenigen davon als unhaltbar zu entlarven, die mit dem einschlägigen Kreis empirischer Erfahrungen (und sei es auch nur einer einzigen) nicht in Einklang zu bringen sind.

Die Theorie bzw. die Hypothese auf der einen Seite steht dem Experiment auf der anderen Seite gegenüber. Das Experiment prüft und bewertet.

Voraussetzung dabei ist allerdings, daß gesicherte Erfahrungen, Messungen also, vorhanden und vor allem verstanden, d.h. richtig interpretiert werden. Das trifft aber in der heutigen physikalischen Praxis keineswegs immer

zu. Experimente sind *heute* so aufwendig und kompliziert geworden, daß es sehr schwierig ist die mit ihnen gewonnenen Daten "richtig" zu interpretieren und auszuwerten. Winzigste Effekte können sowohl physikalischen Ursprungs, als auch durch die Meßapparatur (Detektoren) oder die Analysemethode bedingt sein. Verschiedene Experten gelangen nicht selten trotz Kenntnis der gleichen Sachlage zu unterschiedlichen Interpretationen. Ein objektives Experiment mit objektiven Ergebnissen gibt es nicht.

Insofern ist es schwer und kaum möglich, physikalische Theorien, Modelle und experimentelle Messungen mit einem Experiment bzw. mit einer Analyse zu widerlegen. Außerdem besitzen die *heutigen* Theorien und Modelle meist viele Parameter und gelten nur bei speziellen Randbedingungen, so daß es fast nicht möglich ist, sie in ihrer Gänze testen und beurteilen zu können.

Das Problem mit der Popper'schen Methode *heute* ist folgendes: Vor einigen Jahrzehnten standen sich in der Regel die Theorie bzw. die Hypothese auf der einen Seite und das Experiment auf der anderen Seite mehr oder weniger "unabhängig" gegenüber. Das Experiment bestätigt oder widerlegt die Theorie. *Jetzt* sieht sich die Theorie (Hypothese) auf der einen Seite dem Experiment, das aber eng verknüpft ist mit diesen und anderen Theorien gegenüber. In die Auswertung komplizierter Experimente fließen bereits sehr viele theoretische Überlegungen ein, so daß sich die "klassische" Grenze zwischen Theorie und Experiment notwendigerweise verwischt. Teilweise werden Eigenschaften der zu untersuchenden Dinge in der Analyse notwendigerweise voraus gesetzt. Es ist demnach nicht mehr so einfach möglich, eine Theorie anhand eines Experiments zu prüfen. Beim Interpretieren der Daten besteht die Gefahr von sogenannten Zirkelschlüssen.

In der Teilchenastrophysik, speziell bei Untersuchungen zur kosmischen Strahlung, um die es in der vorliegenden Arbeit geht, stellt sich dieses Problem in gleichem Maße. So existieren beispielsweise zahlreiche Messungen zum Fluß der kosmischen Strahlung unterschiedlicher Primärteilchen und Primärenergien und viele Modelle darüber, wie diese Flüsse aussehen sollten. Messungen basieren auf direkten und indirekten Meßmethoden. Selbst die direkten Messungen liefern aber widersprüchliche Ergebnisse. Die einzelnen Daten der unterschiedlichen Experimente liegen nicht innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen. Ein klares Indiz dafür, wie ungeheuer schwierig es gerade in der Astroteilchenphysik inzwischen geworden ist, ein Experiment in seiner Gesamtheit mit all seinen statistischen und systematischen Fehlern vollständig zu verstehen und richtig zu interpretieren.

Dennoch bleibt wohl nichts anderes übrig, als diesen, sicherlich problematischen Weg weiterhin – so gewissenhaft als möglich – zu gehen, sich Experimente auszudenken und Messungen durchzuführen, mit denen man Theorien, Modelle oder vorhandene Messungen überprüfen und – wenn möglich – bestätigen oder widerlegen kann, will man wissenschaftliche Fortschritte erzielen.

Es ist ein Ziel dieser Arbeit unter anderen, das Proton-Primärspektrum aufzustellen. Es soll mit direkten und indirekten Messungen verglichen und die Form des Spektrums über einen großen Energiebereich hin untersucht werden. Der aktuelle Kenntnisstand direkter oder indirekter Messungen erlaubt keine gesicherten Aussagen über das Erscheinungsbild des Spektrums zwischen dem betrachteten Energieintervall von einigen GeV bis hin zu einem PeV. Vor allem oberhalb von 100 TeV streuen die einzelnen Datenpunkte enorm, aber auch bei rund 100 GeV Primärenergie, wo direkte Messungen möglich sind, variieren die Meßdaten bis zu einem Faktor 2. Einige Messungen wollen ein Knie, d.h. einen Knick im Spektrum bei einer doppel logarithmischen Auftragung von Teilchenfluß über Primärenergie sehen, andere Analysen widersprechen diesen Behauptungen.

Die Ergebnisse der im Folgenden vorgestellten Analyse sind als ein weiterer Versuch zu verstehen, das Proton-Primärspektrum zu bestimmen. Die Messung und die Interpretation der Daten unterliegt ähnlichen, bekannten und unbekanntenen Problemen und Schwierigkeiten, mit denen es wohl auch die meisten meiner Kollegen zu tun haben. Vor allem die Simulation mit dem gewählten hadronischen Wechselwirkungsmodell, d.h. die Theorie der hadronischen Wechselwirkung, sowie die angenommene Elementzusammensetzung ist Grundlage des rekonstruierten Proton-Primärspektrums.

Nichtsdestotrotz wurden nach bestem Wissen und unter Berücksichtigung aller bekannter, potentieller und relevant erscheinender Fehlerquellen die Daten analysiert und ausgewertet, ganz nach dem Motto:

*"Wenn es eine Sache wert ist, getan zu werden,  
ist sie es auch dann, wenn sie schlecht getan wird!"<sup>1</sup>*

*Gilbert Keith Chesterton*

---

<sup>1</sup> Oder aus prinzipiellen Gründen nicht anders getan werden kann.



# Motivation

## Suche nach unbegleiteten Hadronen

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Messung des Hadronenspektrums bei einer atmosphärischen Tiefe von  $1020 \text{ g/cm}^2$ , dem Niveau also, auf dem das *KASCADE* Experiment mißt. Des Weiteren soll aus dem gemessenen Hadronenspektrum mit Hilfe von Schauersimulationen das Proton-Primärspektrum abgeleitet werden. Der Energiebereich des Proton-Primärspektrums soll einerseits zu so kleinen Energien hin reichen, daß man ihn mit direkten Messungen von Satellit- und Ballonexperimenten vergleichen kann. Dazu ist es notwendig, das Protonenspektrum bei Energien bis unterhalb von einigen  $10^{13} \text{ eV}$  anzugeben, um einen Überlapp mit bestehenden Daten zu gewährleisten. Andererseits ist es wünschenswert, das Energieintervall des untersuchten Protonenspektrums soweit auszudehnen, daß Aussagen über ein potentiellies Protonknie bzw. eine Kniestruktur möglich sind. Das Spektrum muß dafür bis zu Energien von etwa  $10^{16} \text{ eV}$  mit einer aussagekräftigen Statistik aufgestellt werden. Das Protonknie wird üblicherweise bei einigen PeV erwartet, allerdings nehmen einige Wissenschaftler das Protonknie bei deutlich kleineren Energien an. Dies kann in der vorliegenden Arbeit überprüft und aufgrund der gemessenen und analysierten Daten verifiziert oder falsifiziert werden.

Zur Messung des Primärspektrums der kosmischen Strahlung mit dem *KASCADE* Experiment werden verschiedene Methoden und Observablen benutzt. Zu diesem Zweck werden in dieser Arbeit die *unbegleiteten Hadronen* herangezogen. Man geht davon aus, daß sie enger mit dem Primärteilchen korreliert sind als "gewöhnliche" Hadronen in Kernen ausgedehnter Luftschauer (siehe Erklärung auf Seite 16). Da der Großteil aller *unbegleiteten Hadronen* der Kaskadentheorie nach von Luftschauern stammen sollten, die durch Proton- und Helium-Primärteilchen induziert werden, wird näherungsweise aus dem gemessenen Hadronenspektrum am Erdboden ein Proton(Helium)-Primärspektrum, wenn man jedem gemessenen *unbegleiteten Hadron* im Detektor entsprechend seiner rekonstruierten Hadronenergie eine zugehörige Primärenergie zuweist. Wie sich in den folgenden Kapiteln zeigen wird, ist diese Annahme nur eingeschränkt gültig, da auch schwere Primärteilchen bis hin zu Eisenkernen, besonders bei hohen Energien im Bereich von PeV, einen nicht zu vernachlässigenden Teil *unbegleiteter Hadronen* produzieren. Aus Simulationen läßt sich der Anteil der Protonen am Hadronenspektrum genauer bestimmen und die Beimengung durch schwerere Primärteilchen berechnen und abziehen. Mit Hilfe von Simulationen kann man auf die ursprüngliche Primärenergie am oberen Rand der Erdatmosphäre schließen und somit das Proton-Primärspektrum aufstellen. Das Spektrum ist damit in seiner Aussagekraft vom verwendeten Wechselwirkungsmodell in den Luftschauersimulationen und von der angenommenen Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung abhängig und folglich mit einem systematischen Fehler behaftet. Das Hadronenspektrum besitzt in seiner Aussagekraft insofern ein größeres Gewicht, da es ausschließlich auf Messungen beruht. Allerdings kann das gemessene Spektrum *unbegleiteter Hadronen* nur sehr schwer mit anderen Experimenten verglichen werden, da diese dann auch in einer entsprechenden atmosphärischen Tiefe wie *KASCADE* messen müssten und eine entsprechende Detektorfläche<sup>2</sup> haben sollten, ebenso wie entsprechende Detektorsysteme zur Messung von elektromagnetischen und myonischen Sekundärteilchen, als Veto.

In Kapitel 1 wird eine kurze Übersicht über die Historie und den aktuellen Kenntnisstand zur kosmischen Strahlung gegeben. Die zwei unterschiedlichen Methoden diese Strahlung zu messen, die direkte und die indirekte Messung, werden kurz beschrieben und diskutiert.

Das 2. Kapitel beschreibt das *KASCADE* Experiment, mit dem die Daten dieser Arbeit aufgenommen wurden.

Im 3. Kapitel werden die Simulationen und die Rekonstruktionsmethode, d.h. das auf die Daten angewandte Analyseschema, beschrieben. Die Abhängigkeit der Simulationsrechnungen von dem verwendeten hadronischen Wech-

---

<sup>2</sup>Die Meßfläche gibt auch die Vetofläche für ein *unbegleitetes Hadron* an. Je größer der Detektor ist, desto besser können zwei Hadronen in einem bestimmten Abstand von einander getrennt werden.

selwirkungsmodell wird untersucht.

Kapitel 4 stellt einige Detektorstudien und einige Eigenschaften der Rekonstruktion vor.

In Kapitel 5 wird das gemessene Hadronenspektrum am Erdboden angegeben und diskutiert.

Kapitel 6 schließlich gibt das Ergebnis des aus dem Hadronenspektrum abgeleiteten Proton-Primärspektrums an. Der Einfluß der simulierten Teilchenflüsse einzelner Elemente auf das resultierende Primärspektrum wird untersucht.

$E_{Hadr}$  steht im Folgenden für die Energie eines Hadrons, die es auf Detektorhöhe noch besitzt.

$E_{Prim}$  gibt die Primärenergie des gemessenen Teilchens an, die es beim Eintritt in die Atmosphäre hat. Diese Energie ist als Eingabewert für Simulationsrechnungen bekannt. Die Bezeichnung  $E_{Prim}$  wird also nur bei Simulationsdaten verwendet.

Auch  $E_0$  symbolisiert die Primärenergie. Allerdings ist diese nicht a priori bekannt. Auf sie wird erst aus der Analyse geschlossen.  $E_0$  steht für die rekonstruierte Primärenergie der untersuchten Hadronen aus den Meßdaten.

In der Literatur werden *unbegleitete Hadronen* üblicherweise auch als *single hadrons* bezeichnet. Beide Begriffe haben die gleiche Bedeutung und werden in dieser Arbeit auch so verwendet.

# Kapitel 1

## Kosmische Strahlung

### 1.1 Historie und aktueller Kenntnisstand

Die Beschäftigung mit dem Weltall, der Astronomie und der Astrophysik ist eine der ältesten und zugleich modernsten Wissenschaften überhaupt, auch wenn sie anfänglich nicht so bezeichnet wurden. Gerade in den letzten Jahren gab es ein explosionsartiges Wachstum auf diesen Gebieten, was nicht zuletzt die Tatsache verdeutlicht, daß die wissenschaftlichen Arbeiten und Publikationen einen immer größeren Platz in der Physik einnehmen oder daß der Nobelpreis für Physik im Jahr 2002 erstmals an Astrophysiker verliehen wurde<sup>1</sup>.

Schon in der Vorantike wurde in Babylonien, Ägypten, China und Mittelamerika zwei bis vier Jahrtausende vor der Zeitenwende Astronomie betrieben. So wird die älteste von Mayas überlieferte Sonnenfinsternis heute auf das Jahr 3379 v. Chr. datiert. Eine neue Entwicklungsstufe erreichte die Astronomie dann in Griechenland. Aristoteles<sup>2</sup> folgte aus der Tatsache, daß der bei einer Finsternis auf den Mond fallende Erdschatten kreisförmig ist, daß die Erde keine Scheibe sein kann, sondern kugelförmige Gestalt haben müsse. Während im Mittelalter kaum Fortschritte erzielt wurden, ging es zu Beginn der Neuzeit rapide mit der Astronomie bergauf. Mit Nikolaus Kopernikus<sup>3</sup> wurde der Glaube an das ptolemäische Weltbild abgeschafft. Die Gesetze der Planetenbewegung gehen auf Tycho Brahe<sup>4</sup> und vor allem auf seinen Schüler Johannes Kepler<sup>5</sup> zurück. Galileo Galilei<sup>6</sup> fand die Gesetze des freien Falls und baute 1609 eines der ersten Fernrohre, mit dessen Hilfe er unter anderem Jupitermonde entdeckte. Die Verbreitung des Fernrohres im 17. Jahrhundert sorgte für eine Flut neuer Entdeckungen. Schließlich zwängte Isaac Newton<sup>7</sup> mit seinem Gravitationsgesetz die Bewegungen der Himmelskörper in ein mathematisches Konzept. Als Folge davon feierte die Himmelsmechanik im 18. und 19. Jahrhundert viele Erfolge. Joseph von Fraunhofer<sup>8</sup> untersuchte das Sonnenspektrum und entdeckte dabei dunkle Absorptionslinien. Mit Einführung der Spektralanalyse durch Bunsen und Kirchhoff 1859, sowie mit der Idee einer wissenschaftlichen Nutzung der Fotografie wurde gegen Ende des 19. Jahrhunderts die Astrophysik begründet.

Heutzutage ist die Astrophysik ein Gebiet mit vielen Unterdisziplinen. So gehören u.a. Röntgen-, Radio- und Infrarotastronomie, Sonnenforschung, Kosmogonie und Kosmologie, extraterrestrische Physik und theoretische Astrophysik zu ihren Forschungsgebieten.

Die Astroteilchenphysik ist eine Verflechtung der Astrophysik mit der Teilchenphysik. Sie verbindet die Physik *des Großen* (Weltall, Galaxien, Universum) mit der Physik *des Kleinen* (den Elementarteilchen). Wir erhalten Aufschluß über Ereignisse im Universum durch Beobachtung der uns erreichenden Quanten. Dabei kann es sich sowohl um elektromagnetische Strahlung handeln, als auch um massive, relativistische Teilchen. Neutrinos und Gravitationswellen sind weitere mögliche Informationsquellen.

Als kosmische Strahlung im engeren Sinne bezeichnet man üblicherweise relativistische, geladene, massive Teilchen<sup>9</sup>. Ziel von Untersuchungen ist es, die Energie und die Teilchenart der Strahlung zu bestimmen, sowie den Fluß, d.h. die Häufigkeit, mit der sie die Erde treffen, zu messen. Auch die Suche nach den Quellen, den Ursprungs-orten der kosmischen Strahlung im Universum haben sich einige Experimente zur Aufgabe gemacht [Gai90,

---

<sup>1</sup>Zwar erhielt Victor Hess 1936 ebenfalls den Nobelpreis für Physik, allerdings wurde der Begriff des *Astrophysikers* erst später geprägt.

<sup>2</sup>Philosoph und Mitbegründer der Anfänge der Physik, 384 - 322 v. Chr.

<sup>3</sup>19.2.1473 bis 24.5.1543

<sup>4</sup>14.12.1546 bis 24.10.1601

<sup>5</sup>27.12.1571 bis 15.11.1630

<sup>6</sup>15.2.1564 bis 8.1.1642

<sup>7</sup>4.1.1643 bis 31.3.1727

<sup>8</sup>6.3.1787 bis 7.6.1826

<sup>9</sup>Im Folgenden beziehen sich Aussagen über die kosmische Strahlung nur auf diese Teilchen.

Kla97a].

Entdeckt wurde die kosmische Strahlung im Jahre 1911 bzw. 1912 von Victor F. Hess. In den Jahren 1901 bis 1909 stellte man bei Radioaktivitätsmessungen mit Elektrometern fest, daß diese sich entluden, obwohl keine radioaktive Quelle in der Nähe war. Nach der Einschätzung vieler Physiker mußte es sich dabei um eine radioaktive Strahlung aus dem Erdinneren handeln. Um dies zu überprüfen, stieg Victor F. Hess mit einem Heißluftballon auf. Es zeigte sich jedoch bald ein Ansteigen der Ionisation mit steigender Höhe. Die einzig mögliche Erklärung für diesen Effekt war eine Strahlung aus dem Kosmos [Hes12, Bio63]. Anfangs wurde die Sonne als mögliche Quelle angenommen, doch eine totale Sonnenfinsternis 1927 lieferte keine nennenswerten Unterschiede zu Messungen außerhalb der Sonnenfinsternis. Somit schied die Sonne als dominierender Faktor aus, und der Ursprungsort der kosmischen Strahlung mußte außerhalb unseres Sonnensystems vermutet werden [SdW95, Cro97, Fer49]. Damit war die kosmische Strahlung entdeckt. Victor F. Hess erhielt für seine Arbeiten 1936 den Nobelpreis für Physik. Seit dieser Zeit entwickelte sich die kosmische Strahlung zu einem wichtigen und bedeutsamen Forschungsobjekt der Physik. So fand die heutige Hochenergiephysik durch die Beschäftigung mit der kosmischen Strahlung ihren Ursprung. In den frühen 30er Jahren bis hin zum Jahre 1950 spielte die kosmische Strahlung die entscheidende Rolle bei den Untersuchungen der Atomkerne und deren Bauteile, da die Strahlung aus dem Weltall die einzige bekannte Quelle war, die Teilchen hoher Energien erzeugte.

In den letzten 50 Jahren hat sich unser Wissen über die kosmische Strahlung weiter stark entwickelt. So lassen sich heute genaue Angaben über *niederenergetische* Teilchen, ihre Masse und ihre Primärenergie machen. Der Fluß der kosmischen Strahlung ist abhängig von der Teilchenenergie. Die Häufigkeit der Teilchen, die die Erde erreichen, nimmt mit steigender Teilchenenergie stark ab. Ein Flußspektrum ist in Abbildung 1.1 zu sehen.

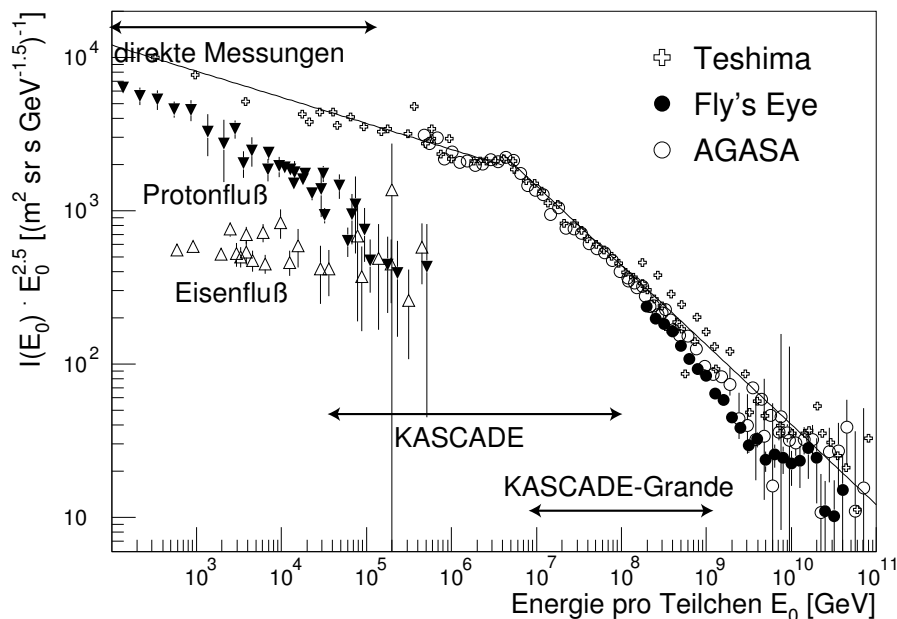


Abbildung 1.1: **Energiespektrum der kosmischen Strahlung**

Die Meßpunkte bei hohen Energien stammen aus einer Zusammenstellung von Teshima [Tes93]. Die Daten des Fly's Eye-Experimentes basieren auf [Bir93]. Das AGASA-Experiment in Akeno gibt folgende Werte an: [Nag92, Yos95]. Die Daten bei kleinen Energien bis etwa 0.5 PeV stammen aus direkten Messungen [Rya72, Iva93, Asa93, Zat93, Mül91, Eng90, Asa93a].

Die Erde wird etwa von 10 Teilchen pro  $m^2$  und Minute getroffen, wenn diese Teilchen eine Energie von einem  $\text{TeV}^{10}$  besitzen. Schon bei der 100 fachen Energie, also 100 TeV verringert sich diese Häufigkeit auf ungefähr 5 Teilchen pro  $m^2$  und Tag. Im Bereich oberhalb von etwa 10  $\text{PeV}^{11}$  mißt man nur noch 1 Teilchen pro  $m^2$  und Jahr. Der Fluß bei Energien über  $10^{20}$  eV liegt lediglich bei zirka einem Teilchen pro  $\text{km}^2$  und Jahrhundert.

<sup>10</sup>TeV : Tera-Elektronenvolt, 1 TeV =  $10^{12}$  eV

<sup>11</sup>PeV : Peta-Elektronenvolt, 1 PeV =  $10^{15}$  eV

Die kosmische Strahlung überdeckt ein Energieintervall von einigen MeV [Sim83] bis hin zu Energien über  $10^{20}$  eV [Bir94, Hay94]. Unterhalb von einigen GeV überlagert sich das Spektrum der kosmischen Strahlung aus der Galaxis mit der Strahlung aus unserer Sonne. Oberhalb von etwa 10 GeV bis hin zu den höchsten bis heute gemessenen Energien läßt sich das Spektrum mit einem Potenzgesetz der Form  $dN/dE \propto E^{-\gamma}$  beschreiben, dessen Parameter allerdings abschnittsweise angepaßt werden müssen. So gibt es einen Knick im Spektrum bei einigen PeV, den man das *Knie* nennt. Dabei ändert sich der spektrale Index  $\gamma$  von etwa 2,7 unterhalb des Knies auf ungefähr 3,1 darüber. Eine zweite Modifikation an dem Potenzspektrum ist bei einer Energie von etwa  $5 \cdot 10^{18}$  eV notwendig. Dort scheint sich ein Abflachen des Flußspektrums anzudeuten. In Abbildung 1.1 ist das Energiespektrum wiedergegeben [Kna97]. Zur Verdeutlichung von Strukturen wurde der differentielle Fluß mit  $E^{2.5}$  multipliziert. Meßdaten stammen hauptsächlich von dem Fly's Eye Experiment [Bal85], einer Zusammenstellung von Teshima [Tes93] und dem AGASA<sup>12</sup> Experiment in Japan [Chi92]. Die Statistik der gemessenen Ereignisse bei Energien oberhalb 100 PeV ist allerdings noch gering. So wie das Zustandekommen des Knies bis heute noch nicht richtig verstanden ist, ist auch das Phänomen des *Knöchels* Gegenstand aktueller Forschung. Eine mögliche Ursache könnte der Greisen-Zatsepin-Kuz'min Effekt sein. Protonen mit einer Energie über  $10^{19}$  eV können mit der 2,7 K-Hintergrundstrahlung wechselwirken. Ihre Energie reicht aus, um bei Stoßprozessen mit den Photonen Pionen oder Elektron/Positron Paare bilden zu können. Damit verliert die kosmische Strahlung einen Großteil ihrer Energie. Die mittlere freie Weglänge von Protonen dieser hohen Energien ist somit sehr beschränkt, sie beträgt Abschätzungen zufolge etwa 9 Mpc, ausgehend von einer Photondichte im Universum von  $412 \text{ pro cm}^3$ . Im Flußspektrum müsste es zu einer Anreicherung von Teilchen unterhalb dieser GZK-Energie kommen. Der Fluß von Teilchen oberhalb von  $10^{19}$  eV sollte demnach deutlich verringert sein. Die Teilchen sollten aufgrund der geringen Reichweite aus unserer unmittelbaren Umgebung<sup>13</sup> stammen. Bis jetzt konnte aber noch kein Objekt in der Nachbarschaft unserer Galaxis mit einem Mechanismus beobachtet werden, das Teilchen auf solch hohe Energien beschleunigen könnte [Gre66, Lon92, Zat66]. Klärung dieser Frage verspricht man sich unter anderem von dem in Argentinien neu aufgebauten Luftschauerexperiment AUGER. Auf einer Gesamtfläche von  $3000 \text{ km}^2$  untersuchen Wasser-Cherenkov-Detektoren und Teleskope für Fluoreszenzlicht diese höchstenergetische kosmische Strahlung. Man erwartet eine Rate von etwa 50 Ereignissen pro Jahr mit einer Energie über  $10^{20}$  eV. Ursprünglich sollte das Experiment 2004 vollständig fertig gestellt werden und danach mindestens 15 Jahre lang Meßdaten nehmen [Aug01, Cro95].

Zur Messung der kosmischen Strahlung unterscheidet man zwei fundamental verschiedene Methoden (siehe Details in Kapitel 1.4). Bei der Ersten handelt es sich um *direkte Messungen*. Dabei wird das Primärteilchen selbst mit Ballonexperimenten oder außerhalb unserer Atmosphäre mit Satelliten gemessen. Detaillierte Aussagen über Teilchensorte und Energie sind so möglich. Aufgrund des großen Flußes reichen kleine Meßflächen aus, wie man sie an Bord eines Ballons, eines Satelliten oder möglicherweise einer Raumstation realisieren kann. Um auch in Bereichen hoher Primärenergien Aussagen mit vernünftiger Statistik treffen zu können, ist es notwendig, die Meßfläche extrem zu vergrößern. Aus technischen und finanziellen Gründen erscheint dies derzeit nicht machbar. Um dennoch die Kenntnis der kosmischen Strahlung auch bei hohen Energien weiter entwickeln zu können, ist man auf *indirekte Messungen* angewiesen. Das Primärteilchen wird dabei nicht mehr direkt gemessen. Großflächige Detektoranlagen auf dem Erdboden messen Kaskaden von Sekundärteilchen, die entstehen, wenn das Primärteilchen in die Atmosphäre der Erde eintritt und dort mit den Kernen der Luftmoleküle wechselwirkt. Bei diesem Prozeß bildet sich ein sogenannter ausgedehnter Luftschauer, der eine Vielzahl von unterschiedlichen Teilchen auf den Erdboden bringt. Anhand dieser Teilchen, deren Eigenschaften und ihrer Verteilungen versucht man auf das schauerauslösende Primärteilchen und seine Energie zu schließen. (Mehr über Luftschauer und deren Messung ist in Kap. 1.4.1 zu finden.)

Die kosmische Strahlung erreicht die Erde nahezu isotrop. Die Magnetfelder in der Galaxis lenken die geladenen Teilchen ab, so daß jegliche Richtungsinformation verloren geht. Die beobachtete Anisotropie bei Partikeln mit einer Energie von 100 TeV weicht um weniger als 3 Standardabweichungen von einer Gleichverteilung ab [Agl95, Hil84]. Erst bei Energien oberhalb von  $10^{18}$  eV reichen die Magnetfelder für eine vollständige Isotropie nicht mehr aus und man findet Anisotropien von 10 bis 20 % [Tes93].

Die kosmischen Partikel erfahren auf ihrem Weg durch die Galaxis Stöße mit dem interstellaren Gas, Zerfälle und Wechselwirkungen mit Magnetfeldern und gelangen so zur Erde. Ihre Bewegung ist sehr von der magnetischen Steifigkeit  $R^{14}$  abhängig. Der Transport durch das interstellare Medium kann mittels Diffusionsgleichungen be-

<sup>12</sup>AGASA : Akeno Giant Air Shower Array

<sup>13</sup>max. etwa 30 Mpc ; 1 pc  $\approx 3 \cdot 10^{16}$  m

<sup>14</sup> $R = \frac{pc}{Ze}$

geschrieben werden und enthält orts-, zeit- und energieabhängige Terme über Teilchenproduktion und -vernichtung, sowie über deren Energiegewinne und -verluste. Dieses komplexe Gebilde aus einer Vielzahl gekoppelter Gleichungen und einer Menge notwendiger, anzunehmender Anfangsbedingungen<sup>15</sup> wird meist durch vereinfachte Modelle, z.B. das Leaky-Box-Modell approximiert [Gai90, Gin64]. In diesem Modell geht man von gleichverteilten Mittelwerten aus und ersetzt die Diffusionsbewegung durch Teilchen, die sich im Einschlußvolumen frei bewegen. Am Rande dieses Volumens gibt es eine hohe Reflexionswahrscheinlichkeit, so daß nur ein geringer Teil der kosmischen Strahlung das Volumen verlassen kann, während der Großteil in ihr gefangen bleibt. Mit diesen Modellen lassen sich aus experimentell beobachtbaren Eigenschaften, beispielsweise die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung an ihrer Quelle, beschreiben. Aus der Häufigkeitsverteilung bestimmter Isotope wie z.B. dem Verhältnis von  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  läßt das Leaky-Box-Modell eine Vorhersage über die Verweildauer der Teilchen in der Galaxis zu. Nach [Gar77] liegt die Aufenthaltsdauer der kosmischen Strahlung in der Galaxis in der Größenordnung von  $10^7$  Jahren. Vergleicht man dies mit dem Durchmesser der galaktischen Scheibe von  $10^5$  Lichtjahren<sup>16</sup>, so ist dies nur möglich, wenn infolge der galaktischen Magnetfelder die Teilchen stark abgelenkt werden.

Was ist der Ursprung der kosmischen Strahlung? Woher kommt sie? Welcher Mechanismus kann Teilchen auf Energien bis über  $10^{20}$  eV beschleunigen?

Die Quellen müssen einigen Randbedingungen genügen und gewisse Eigenschaften erfüllen, damit der Fluß der kosmischen Strahlung auf der Erde dem entspricht, was Experimente beobachten. Messungen haben ergeben, daß der Fluß der kosmischen Strahlung zeitlich konstant ist [Lon92]. Demnach muß gewährleistet sein, daß mögliche Quellen die Energiedichte der Strahlung aufrecht erhalten. Dazu wird eine Leistung von etwa  $10^{33}$  W benötigt; die Energiedichte der kosmischen Strahlung beträgt etwa  $1 \text{ eV}/\text{cm}^3$ . Außerdem müssen sowohl die Elementzusammensetzung, als auch der Fluß der einzelnen Elemente beschrieben werden können. Rechnungen haben gezeigt, daß der Fluß an der Quelle ein anderer ist, als der Fluß, den wir auf der Erde beobachten, d.h. der Spektralindex sich beim Transport ändert. Alle Teilchen sollten an ihrem Herkunftsort einem Potenzgesetz mit dem spektralen Index  $\gamma = 2,0$  gehorchen, gleich um welche Teilchensorte es sich handelt [Bin98]. Die beobachtete Elementverteilung gleicht der aus unserer Umgebung (siehe Kap. 1.2).

Die Quellen der kosmischen Strahlung sind heute noch nicht vollständig bekannt. Es kommen u.a. Pulsare, Neutronensterne, Schwarze Löcher und Supernovae in Betracht. Man favorisiert Supernovae als aussichtsreichste Kandidaten für die Erzeugung der Teilchen und teilweise für deren Beschleunigungen auf hohe Energien. Nur ein geringer Prozentsatz der bei einer Supernovaexplosion freiwerdenden Energie ist für die Beschleunigung der kosmischen Strahlung notwendig. Damit läßt sich allerdings nur die Produktion der Teilchen erklären, nicht aber deren Beschleunigungsmechanismen auf die hohen und höchsten Energien.

Bei einer Supernovaexplosion werden Partikel in das interstellare Medium geblasen. Es bilden sich sogenannte Schockfronten aus, die extrem energiereich sind [Wef91]. Bei den starken Schockfronten bewegen sich zwei Magnetfelder aufeinander zu. An ihnen ist eine sehr effektive Beschleunigung der Teilchen möglich, die sogenannte Fermibeschleunigung 1ter Ordnung [Axf77]. Sie geht auf eine von Enrico Fermi<sup>17</sup> vorgeschlagene Beschleunigung der Teilchen durch Reflexion an bewegten Magnetfeldern zurück. Bei der Beschleunigung ergibt sich ein Energiegewinn  $\propto (v/c)$  bei jedem Überschreiten der Schockfront<sup>18</sup>. Unter Annahme einer konstanten Entkommenswahrscheinlichkeit aus dem Einschlußvolumen der Schockfront für das Energiespektrum erhält man ein Potenzgesetz mit einem spektralen Index von etwa 2, wie man ihn nach [Mül91] erwarten würde [Bel78].

Ein Problem bei diesem Szenario ist die Tatsache, daß der vorgestellte Beschleunigungsmechanismus die Teilchen lediglich auf Energien bis zu  $10^{15}$  eV bringen kann. Begrenzend für die Teilchenbeschleunigung ist die Lebensdauer der Stoßfront. Nur solange diese Schockfronten existieren, können die Teilchen beim Überqueren Energie aufnehmen und für weiteren Energiegewinn an ihnen reflektiert werden. Diese Lebensdauer wird in [Gai90, Lag83] mit höchstens  $10^5$  Jahren angegeben. Für die Teilchen ergibt sich eine maximale Energie von  $E_{max} = Z \cdot 10^{14} \text{ eV} / N$ <sup>19</sup>. Sonderfälle ermöglichen eine Steigerung dieser Energie bis zum hundertfachen Wert. Dennoch können Energien weit über  $10^{15}$  eV mittels dieses Mechanismus nicht erklärt werden. Supernovae und Schockfronten kommen als Quelle und Beschleunigungsmechanismus der kosmischen Strahlung nur teilweise in Betracht. Die Existenz der hohen und höchsten Energien ist zwar experimentelle Tatsache, aber ihre Herkunft noch ungeklärt. Verschiedene Modelle und Theorien werden zur Erklärung dieser hochenergetischen Strahlung herangezogen. Als mögliche

<sup>15</sup>z.B. Eigenschaften des interstellaren Raums, wie Größe, Stärke der Magnetfelder und Verteilung von Gasen und Materie in diesem Raumvolumen, Wirkungsquerschnitte, Elementhäufigkeiten usw.

<sup>16</sup>Ein Lichtjahr (Abkürzung Lj.) bezeichnet die Strecke, die das Licht in einem Jahr zurücklegt: circa  $9,46 \cdot 10^{15}$  m.

<sup>17</sup>1901 bis 1954

<sup>18</sup> $(v/c)$  :  $v$  : Geschwindigkeitsdifferenz der Materie vor bzw. hinter der Schockfront ,  $c$  : relativistische Teilchengeschwindigkeit

<sup>19</sup> $Z$  : Kernladungszahl ,  $N$  : Nukleonenzahl

Quelle der Teilchen im UHE- und EHE-Bereich<sup>20</sup> kommen langlebige Schockfronten (etwa mit einer Lebensdauer vergleichbar dem Alter der Galaxis), Jets aus AGNs<sup>21</sup>, Akkretionsscheiben von Schwarzen Löchern, schnellrotierende Neutronensterne, Quarksterne, Quasare, topologische Defekte, kosmische Strings und anderes in Betracht [Pro96, Sig94].

## 1.2 Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung

Die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung sowie die unseres Sonnensystems, jeweils auf das Element Silizium normiert, ist in Abb. 1.2 wiedergegeben [Wef91]. Die dargestellten Elementhäufigkeiten der kosmischen Strahlung sind über den gesamten, meßbaren Energiebereich ab etwa 1 GeV pro Nukleon integriert. Das Integral ist aufgrund des steil abfallenden Energiespektrums vollständig durch die kleinen Energien dominiert. Diese sind mittels Ballon- und Satellitexperimente direkt oberhalb unserer Atmosphäre meßbar. Die Rate

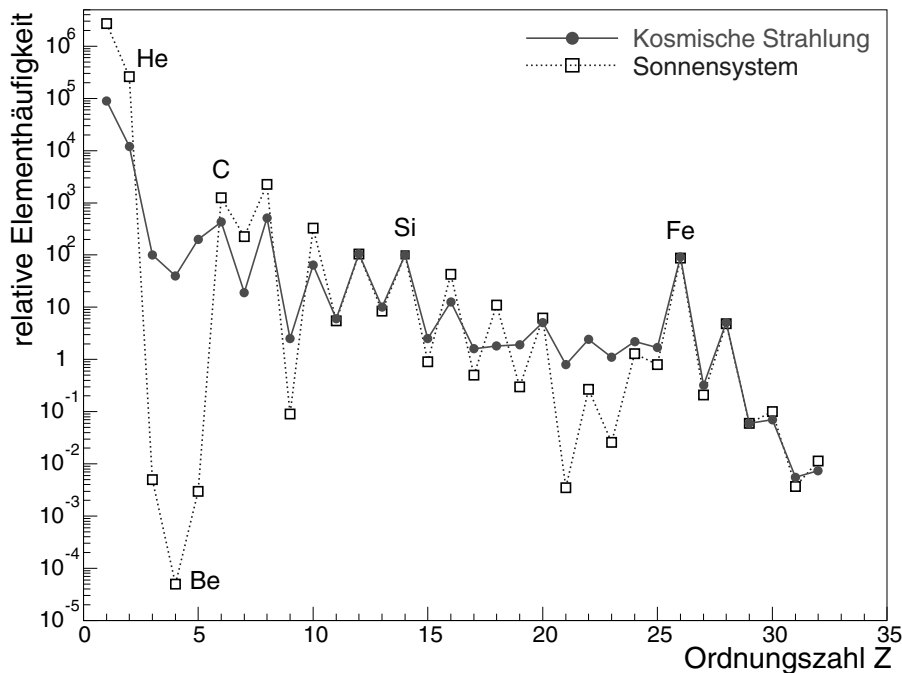


Abbildung 1.2: **Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung**

Die Verteilung der Elementhäufigkeit der kosmischen Strahlung und des Sonnensystems wurden auf Silizium normiert und miteinander verglichen [Wef91]. Die Energieschwelle beträgt 1 GeV pro Nukleon.

der kosmischen Strahlung liegt bei rund 1000 pro m<sup>2</sup> und Sekunde und teilt sich auf in ungefähr 98% Protonen und schwerere Kerne und rund 2% Elektronen. In der Summe setzt sich die Elementen Häufigkeit der ionisierten Kerne wie folgt zusammen: 87% aller Teilchen sind Protonen, ca. 12% Heliumkerne und der Rest von etwa 1% bildet einen Anteil von schweren Kernen. In Massenanteilen entspricht dies zwischen 60 und 70% für Protonkerne, etwa 30 bis 40% für Heliumkerne und nur rund 2 bis 4% für alle schweren Elemente zusammengenommen [Gai90, Kla97a, Lon92, Wei96].

Abbildung 1.2 zeigt, daß die Elementhäufigkeit der kosmischen Strahlung sehr dem Verlauf der Häufigkeitsverteilung ähnelt, wie sie in unserem Sonnensystem vorzufinden ist. Man schließt daraus, daß die Kerne der kosmischen Strahlung weitgehend durch Nukleosynthese entstanden sein müssen [Sim83a]. Einige signifikante Unterschiede im Vergleich beider Verteilungen fallen dennoch auf. Während im Sonnensystem die Elemente Wasserstoff und Helium weit häufiger vertreten sind als dies bei der Strahlung aus der Galaxis der Fall ist, findet man die Elemente Lithium, Beryllium und Bor deutlich seltener im Sonnensystem und zwar etwa um fünf bis sechs Größenordnungen. Ähnliches, allerdings mit geringeren Faktoren, gilt für die Elemente mit einer Ordnungszahl zwischen 21 und

<sup>20</sup>UHE : Ultra High Energy (10<sup>14</sup> eV bis 10<sup>18</sup> eV) , EHE : Extreme High Energy (über 10<sup>18</sup> eV)

<sup>21</sup>AGN : active galaxie nuclei , aktive Galaxiekerne

25. Auch sie kommen in der kosmischen Strahlung in stärkerem Maße vor.

Die übermäßige Anhäufung von Wasserstoff und Helium in unserem Sonnensystem ist nicht vollständig geklärt. Unter der Annahme, daß ionisierte Atome eine Voraussetzung für die Teilchenbeschleunigung sind, ließe sich ein geringeres Vorkommen in der galaktischen Strahlung erklären, da die aufzubringenden Energien für die Ionisierung von Wasserstoff und Helium besonders hoch sind. Damit wird eine Beschleunigung dieser Teilchen erschwert [Kla97a, Cro97, Swo93]. Möglich wäre auch eine unterschiedliche Elementzusammensetzung an der Quelle der Strahlung [Gai90].

Der Grund für das geringere Vorkommen einzelner Elemente im Sonnensystem ist dagegen recht gut verstanden. Diese Elemente<sup>22</sup> werden durch die Kernfusion beim Sternbrennen mit einer deutlich geringeren Rate produziert, als wir sie in der kosmischen Strahlung messen. Erst auf ihrem Weg durch die Galaxis nimmt ihre Zahl zu; es sind Spallationsprodukte. Die in der kosmischen Strahlung häufig vorkommenden Elemente, vor allem Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen wechselwirken mit den Kernen des interstellaren Medium, wobei der Anteil der Elemente an Li, Be, B, ... vergrößert wird. Aus den Wirkungsquerschnitten läßt sich die Wegstrecke der Teilchen berechnen – sie liegt etwa bei dem 5000 fachen der Dicke der galaktischen Scheibe. Es dauert zwischen ein und zehn Millionen Jahre, bis sie die Erde erreichen. Die kosmische Strahlung hat dabei eine Strecke zurückgelegt, die im Mittel eine Dichte von etwa 0,2 Teilchen pro  $\text{cm}^3$  besitzt. Da die mittlere Dichte in der Scheibe der Galaxis rund 5 mal höher ist und etwa 1 Proton pro  $\text{cm}^3$  entspricht, verbringen die Teilchen den überwiegenden Teil ihres Lebens nicht in der galaktischen Scheibe, sondern im Halo [Gar77, Kla97a, Orm83, Lon92].

### 1.3 Knie und Knöchel

Sowohl über die Herkunft des Knies, als auch über den Ursprung des Knöchels gibt es keine gesicherten Erkenntnisse (Seite 9). Eine von zahlreichen Spekulationen über das Zustandekommen des Knies geht von verschiedenen Ursprungsorten der kosmischen Strahlung der Bereiche unter- und oberhalb des Knies aus [Hil84]. So könnte die Quelle der Strahlung von galaktischer zur extragalaktischer Herkunft wechseln [Sza94]. Es wird sowohl eine Änderung des Beschleunigungsmechanismus der kosmischen Strahlung diskutiert [Fic86], als auch eine drastische Änderung der Elementzusammensetzung an der Quelle [Swo95] in Betracht gezogen. Auch der Knick im Spektrum an sich ist umstritten. Einige ältere Theorien sprechen von lediglich einem scharfen Knick, während neuere Überlegungen ihn als Überlagerung vieler einzelner primärteilchentypischer Krümmungen an unterschiedlichen, energieabhängigen Positionen sehen. Immer wieder wurden auch teilchenphysikalische Aspekte als Grund für das Knie genannt und keine astrophysikalischen. Demnach soll das Knie keine Eigenschaft des Primärspektrums sein, sondern nicht verstandene, hadronische Wechselwirkungen in der Erdatmosphäre leiten einen Teil der dabei freierwerdenden Energie in Kanäle, die bislang nicht meßbar sind und somit als Energieverlust interpretiert werden. Da die in heutigen Beschleunigern erreichbare Energie unterhalb der Knieenergie liegt, kann diese Möglichkeit nicht gänzlich ausgeschlossen werden.

Viele Experimente hatten und haben sich die Klärung dieser Fragen zur Aufgabe gestellt; eines davon ist das Luftschauerexperiment *KASCADE*, welches im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird.

### 1.4 Direkte und indirekte Messungen der kosmischen Strahlung

Bei der Messung der kosmischen Strahlung unterscheidet man zwei verschiedene Meßmethoden. Im Energiebereich bis zu 100 TeV ist es aufgrund des hohen Flusses möglich, die primäre kosmische Strahlung direkt zu messen. Da beim Eintritt der Teilchen in die Erdatmosphäre Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen stattfinden, ist es notwendig bei direkten Messungen diese Teilchenprozesse zu umgehen und außerhalb der "störenden" Atmosphäre zu messen. Dies wird mit Ballon- und Satellitenexperimenten realisiert. Aus schon erwähnten Gründen erlauben diese Experimente lediglich kleine Meßflächen und kurze Meßzeiten. Um eine ausreichende Statistik für physikalische Aussagen gewährleisten zu können, ist man auf einen hohen Teilchenfluß angewiesen. Es hat sich gezeigt, daß der "Grenzfluß" für diese Methode gegenwärtig bei etwa 100 TeV erreicht ist. Darüber hinaus sind direkte Messungen der kosmischen Strahlung zur Zeit nicht möglich.

Exemplarisch hierfür seien die Experimente JACEE<sup>23</sup> [Bur83, Bur87], TRACER<sup>24</sup> [Gah99, Gah01, Hör01] und

<sup>22</sup>Li, Be, B, Sc, Ti, V, Cr und Mn

<sup>23</sup>JACEE : Japanese-American Collaborative Emulsion Experiment

<sup>24</sup>TRACER : Transition Radiation Array for Cosmic Energetic Radiation



RUNJOB<sup>25</sup> [Apa95] genannt. Diese ballongestützten Untersuchungen messen die Energiespektren unterschiedlicher Elemente bis zu 100 TeV pro Nukleon. Bei dem “Chicagoer Ei”, dem CRN Experiment, handelt es sich um ein Experiment der Universität von Chicago [Swo82], das auf einem Space-Shuttle Flug eingesetzt wurde. Zur Bestimmung der Energie wurden hierbei Čerenkov- und Übergangsstrahlung benutzt.

### 1.4.1 Ausgedehnte Luftschauber

Tritt ein Teilchen aus dem interstellaren Raum in die Atmosphäre der Erde ein, finden mit den Atomkernen der Luft Kern-Kern-Wechselwirkungen statt. Aus einem Teil der freigesetzten Schwerpunktsenergie werden Sekundärteilchen produziert. Diese hochenergetischen Reaktionsprodukte sorgen nun neben dem primären Teilchen (falls dieses nach der ersten Wechselwirkung noch existiert und genügend Restenergie besitzt) für weitere Wechselwirkungen. Es bildet sich eine Kaskade von Teilchen aus, die bei ausreichender Energie des ursprünglichen Primärteilchens den Erdboden in Form einer Schauerscheibe erreichen. Diesen Vorgang nennt man ausgedehnten Luftschauber oder auch EAS<sup>26</sup>.

In Abb. 1.3 ist ein ausgedehnter Luftschauber schematisch dargestellt. Links sieht man dessen Entwicklung und die dabei entstehenden unterschiedlichen Komponenten. Die Tiefe der Atmosphäre beträgt etwa 1000 g/cm<sup>2</sup>, das entspricht ungefähr 11 hadronischen Wechselwirkungslängen. Die Sekundärteilchen bestehen vor allem aus Mesonen, Baryonen, Leptonen und Photonen. Wegen der hohen Energie werden auch viele Teilchen in angeregtem Zustand gebildet, die dann zerfallen oder in den Grundzustand übergehen. Das rechte Bild zeigt ein Schauberprofil. Man erkennt die entstehende Schauerscheibe, die von elektromagnetischen und myonischen Teilchen gebildet wird. In ihrer Mitte besitzt die Scheibe eine Dicke von etwa einem Meter, dieser Wert steigt nach außen hin aufgrund der Vielfachstreuung der einzelnen Teilchen und der damit verbundenen zeitlichen Verzögerung an. Die Hadronen mit Ausnahme der sehr niederenergetischen sind eng um die Schauberachse lokalisiert, da bei jeder hadronischen Wechselwirkung unabhängig von der Energie im Mittel ein Transversalimpuls von rund 400 MeV/c übertragen wird, der klein ist im Vergleich zum Longitudinalimpuls.

Abb. 1.4 zeigt einige Eigenschaften eines Luftschaubers bei verschiedenen Anfangsbedingungen des Primärteilchens. In der linken Hälfte der Abbildung ist eine simulierte Lateralverteilung für unterschiedliche Teilchensorten und deren Teilchenzahlen am Boden für ein primäres Proton von 1 PeV aufgetragen. Die integralen Zahlen für Gammas, Elektronen, Myonen und Hadronen verhalten sich wie 150 : 30 : 3 : 1. Die Lateralverteilung und die Teilchenzahl sind nicht nur vom Primärteilchen abhängig, sondern auch vom Beobachtungsniveau, d.h. in welcher Höhe man den Schauber untersucht. Die rechte Hälfte von Abb. 1.4 zeigt die longitudinale Entwicklung des Luftschaubers bei verschiedenen Primärenergien. Man sieht, wie die Anzahl der gebildeten Elektronen mit der Tiefe der Atmosphäre zunimmt, bis sie ihr Maximum erreicht hat und sich wieder zu verkleinern beginnt (durchgezogene Linien). Bei Primärenergien von ca. 10<sup>19</sup> bis zu 10<sup>20</sup> eV würde man auf Meeressniveau etwa das Schaubermaximum messen. Der Parameter  $s$  im rechten Teilbild wird *Age* genannt und gibt das sogenannte Schauberalter an (siehe Gl. 1.9). Im Schaubermaximum nimmt  $s$  definitionsgemäß den Wert 1 an, davor sind die Werte kleiner, nach dem Maximum größer als 1. Die Abnahme der Teilchenzahl nach dem Maximum folgt aus der Tatsache, daß die Sekundärteilchen dann nicht mehr genug Energie besitzen, um bei Teilchenprozessen weitere Sekundärteilchen produzieren zu können. Da parallel zu den teilchenerzeugenden Prozessen auch teilchenvernichtende Prozesse ablaufen (Zerfälle oder Ionisationsverluste) verringert sich die Zahl der Schauerteilchen; der Schauber stirbt aus.

### 1.4.2 Komponenten des Luftschaubers

Die hadronische Komponente entsteht allgemein durch hadronische Wechselwirkungen (Fragmentation, Spallation und Anregung von Kernen). Sie bildet das Rückgrat eines Schaubers wie in Abbildung 1.3 dargestellt. Hauptsächlich besteht sie aus Mesonen (Pionen und Kaonen), aber auch aus Baryonen (Neutronen, Protonen).

$$A_{KS} + A_{Luft} \longrightarrow A'_{KS} + A'_{Luft} + A'' + n + p + \bar{p} + \pi^{\pm} + \pi^0 + \eta + \Lambda + K^{\pm} + K^0 + \dots \quad (1.1)$$

Da bei dem Zerfall von Kaonen und Pionen sowohl Myonen als auch Elektronen und Positronen entstehen, speist die hadronische Komponente die beiden anderen<sup>27</sup>. Sie sorgt für den Energietransport durch die Atmosphäre, ist aber auch für die großen Fluktuationen in der Schauberentwicklung hauptverantwortlich. Insbesondere die Höhe der ersten Wechselwirkung spielt eine wichtige Rolle. Während Protonen abhängig von ihrer Energie etwa in einer Höhe von 20 km zum ersten Mal wechselwirken, geschieht dies bei eiseninduzierten Luftschaubern aufgrund höherer

<sup>25</sup>RUNJOB : Russian-Nippon Joint Balloon Experiment

<sup>26</sup>EAS : Extensive air shower

<sup>27</sup>Die Hauptquelle der elektromagnetischen Komponente ist allerdings der Zerfall des  $\pi^0$ .

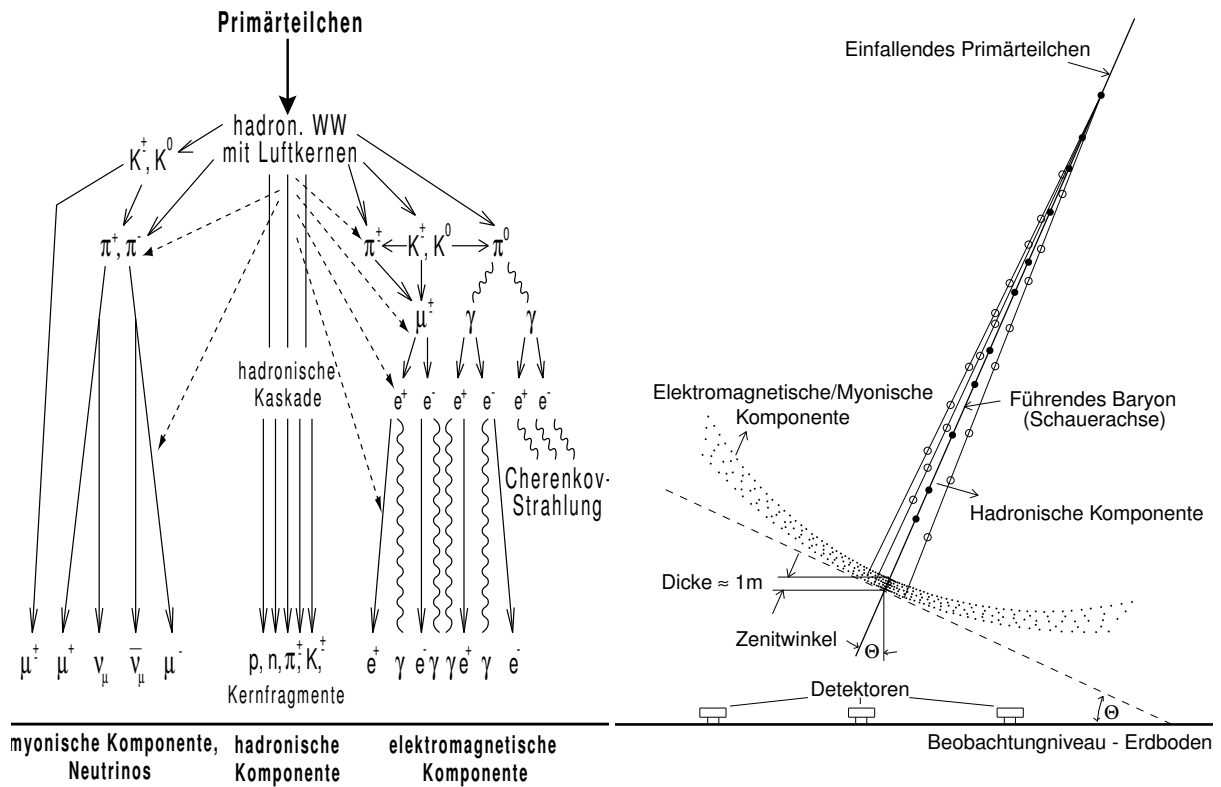


Abbildung 1.3: **Schematische Darstellung und Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre**

Bei der Wechselwirkung des Primärteilchens mit der Luft entstehen Sekundärteilchen, die ihrerseits wieder mit der Atmosphäre wechselwirken. Somit bildet sich ein großer Teilchenschauer, der sich in Form einer gewölbten Scheibe Richtung Erdoberfläche bewegt.

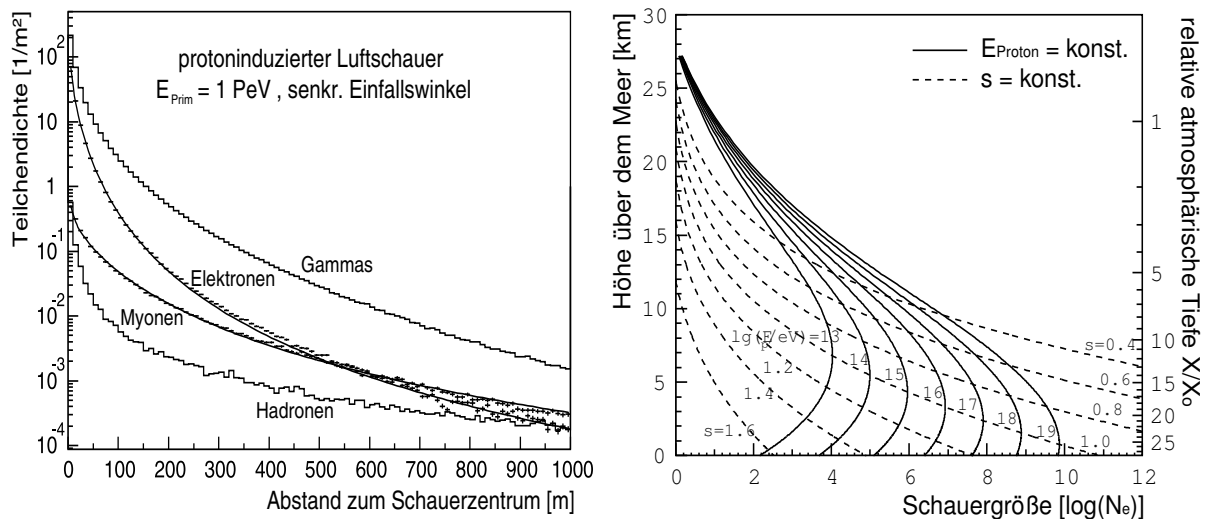


Abbildung 1.4: **Eigenschaften eines Luftschauers in Abhängigkeit der Startbedingungen wie Energie, Masse und Einfallswinkel des Primärteilchens**

Links : Mit *CORSIKA* simulierte Lateralverteilung der einzelnen Schauerkomponenten bei einer Energieschwelle von 3 MeV für Elektronen und Photonen und 300 MeV für Hadronen und Myonen. Rechts : Longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in der Erdatmosphäre in Abhängigkeit der Energie des Primärteilchens. (Abbildungen aus [Gla93] entnommen.)

inelastischer Wirkungsquerschnitte schon in einer Höhe von etwa 30 km. Nach dem Superpositionsmodell lassen sich die Nukleonen eines Kerns als quasi freie Teilchen ansehen. Man betrachtet beispielsweise den Eisenkern als Überlagerung von 56 Nukleonen mit einer Energie von jeweils  $\frac{1}{56}$  der Gesamtenergie. Bei den ersten Wechselwirkungen entstehen beim eiseninduzierten Schauer mehr Sekundärteilchen, da mehr Nukleonen an den Reaktionen teilnehmen. Allerdings muß die Gesamtenergie auch auf mehr Sekundärteilchen aufgeteilt werden. Somit wird die benötigte Mindestenergie zur Erzeugung weiterer Teilchen im Mittel schneller erreicht als bei Protonschauern. Das Schauermaximum liegt bei Eisenkernen höher in der Atmosphäre und die Hadronenzahl nimmt schneller ab. Bei gleicher Primärenergie bringt ein protoninduzierter Luftschauer mehr Elektronen und Hadronen auf das Beobachtungsniveau als dies bei eiseninduzierten Schauern der Fall ist, während man bei einem Eisen-Schauer etwas mehr Myonen am Boden erwartet als bei einem Schauer, der von einem leichteren Primärteilchen ausgelöst wurde.

Ein Teil der Mesonen zerfällt bevor er mit anderen Teilchen wechselwirkt. So entstehen Myonen zum überwiegenden Teil aus Zerfällen von geladenen Pionen und Kaonen, deren Lebensdauern  $2,6 \cdot 10^{-8}$  bzw.  $1,24 \cdot 10^{-8}$  Sekunden betragen.

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (1.2)$$

$$K^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (1.3)$$

Auch die Myonen zerfallen ihrerseits nach  $2,2 \cdot 10^{-6}$  s und haben eine etwa 100 mal so lange Lebensdauer wie ihre Mutterteilchen.

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + (\nu_{\mu})\bar{\nu}_{\mu} \quad (1.4)$$

Aufgrund der hohen kritischen Energie in Luft von  $E_{krit.}^{\mu} \approx 1$  TeV [Gro00] verlieren die Myonen nur durch Ionisation und der viel seltener vorkommenden Bremsstrahlung relevante Energiebeträge. Vielfachstreuung und Bremsstrahlung sind im Vergleich zu den Elektronen wegen der Massenunterschiede mit einem Faktor von  $(\frac{m_{\mu}}{m_e})^2 \approx 43000$  deutlich unterdrückt, können dann aber auch große Energieverluste ermöglichen. Da sich die Myonen relativistisch bewegen, führt die Zeitdilatation dazu, daß sich trotz der kurzen Lebensdauer etwa die Hälfte aller entstehenden Myonen am Erdboden messen lassen. In erster Näherung kann man die myonische Komponente zum Schätzen der Primärenergie verwenden. Da im Gegensatz zu den Hadronen und Elektronen die Myonenzahl nach dem Schauermaximum nur langsam abnimmt, ist die Anzahl der am Boden gemessenen Myonen ein Maß für die Energie im Schauer. Die Teilchenzahlen auf Meereshöhe hängen von der Primärenergie etwa wie folgt ab: die Hadronenzahl wächst mit  $E^{1,6}$ , die Elektronenzahl mit  $E^{1,25}$  und die Myonenzahl ist ungefähr proportional mit  $E^{0,95}$  [Web99].

Die elektromagnetische Komponente entsteht sowohl aus dem Zerfall neutraler Pionen, als auch durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung. Das neutrale Pion hat eine Lebensdauer von  $\tau = 8,4 \cdot 10^{-17}$  s und zerfällt also praktisch sofort. Der Zerfall in zwei  $\gamma$ -Quanten ist mit 98,8% der dominierende Prozeß. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 1,2% zerfallen die neutralen Pionen in ein  $\gamma$ -Quant und ein Elektron/Positron-Paar.

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (1.5)$$

$$\pi^0 \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad (1.6)$$

$$\gamma + A \longrightarrow A + e^+ + e^- \quad (1.7)$$

$$e^{\pm} + A \longrightarrow A + e^{\pm} + \gamma \quad (1.8)$$

Diese Prozesse bewirken ein exponentielles Wachstum der elektromagnetischen Teilchen solange, bis die kritische Energie für ein Elektron von  $E_{krit} = 81$  MeV unterschritten ist. Danach dominiert die Ionisation die Energieverluste und die Teilchenzahl verringert sich wieder. Am Boden bilden die Elektronen die überwiegende Zahl der meßbaren Teilchen, ihre Lateralverteilung beträgt, bestimmt durch die Coulombstreuung, etwa 150 Meter.

Für elektromagnetische Schauer läßt sich die Anzahl der Elektronen nach [Gre56] analytisch berechnen. In von einem  $\gamma$ -Quant ausgelösten Luftschauer der Primärenergie  $E_0$  ergibt sich die Elektronenzahl  $N_e$  zu :

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln(s)\right)\right] \quad (1.9)$$

$$\text{mit : } \beta_0 = \ln(E_0/E_{krit}), t = x/X_0, s = 3t/(t+2\beta_0)$$

$x$  entspricht der atmosphärischen Tiefe,  $X_0$  ist die Strahlungslänge in Luft. Der Parameter  $s$ , das Age, ist ein Maß für das Entwicklungsstadium des Luftschauers, in Abbildung 1.4 rechts sind Linien gleichen Schaueralters angegeben.

Des Weiteren ist die laterale Elektronenverteilung nach [Gre56] und [Kam58] analytisch bestimmbar. Zur Beschreibung der lateralen Elektronenverteilung wird die sogenannte NKG-Funktion<sup>28</sup> benutzt :

$$\rho_e(r, E_0, t) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \frac{N_e(E_0, t)}{2\pi R_m^2} \left(\frac{r}{R_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{s-4.5} \quad (1.10)$$

Der Parameter  $R_m$  heißt Molière-Radius und charakterisiert die Vielfachstreuung der Elektronen bei ihrer kritischen Energie  $E_{krit}$ . In Luft ergibt sich ein Wert für  $R_m$  von 79 m auf Meereshöhe [Wal87]. Für hadroninduzierte Schauer gelten Gleichung 1.9 und 1.10 näherungsweise mit modifizierten Parametern für das Schaueralter  $s'$  und den Molière-Radius  $R'_m$ . In diesem Fall aber haben die Parameter  $s'$  und  $R'_m$  ihre ursprüngliche Bedeutung verloren und sind im Gegensatz zu photoninduzierten Schauern nur noch frei bestimmbare Parameter, um die Funktionen an die entsprechenden Verteilungen gut anpassen zu können.

### 1.4.3 Unbegleitete Hadronen

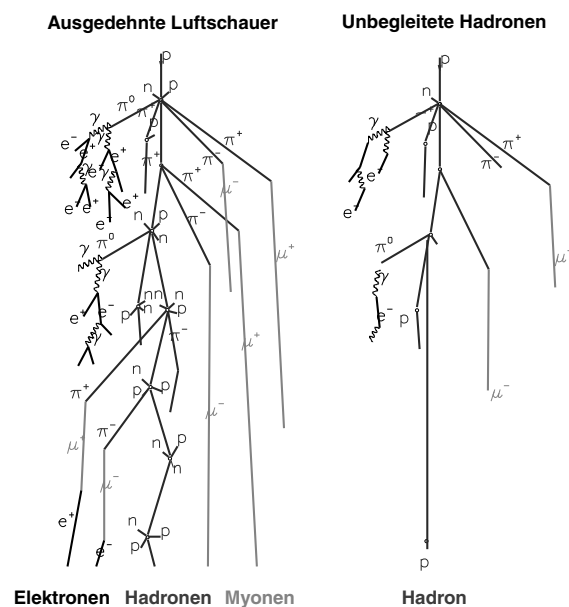


Abbildung 1.5: **Ausgedehnte Luftschauber und Unbegleitetes Hadron**

Neben ausgedehnten Luftschauern gibt es Ereignisse, bei denen sich lediglich ein einzelnes, hadronisches Teilchen ohne weitere Begleiter am Erdboden messen läßt (Abb. 1.5 rechts). Man bezeichnet diese Teilchen als *unbegleitete Hadronen* oder auch als *single hadrons*. Diese sehr seltenen Ereignisse kommen durch Fluktuationen der Schauerentwicklung zustande. Für Hadronen stellt die Atmosphäre einen Absorber mit zirka 11 hadronischen Wechselwirkungslängen dar. Pro Wechselwirkung verliert das ursprüngliche Hadron im Mittel etwa 55% seiner Energie (Inelastizität  $\bar{k} \approx 0,55$ ) und gibt diese an die entstehenden Sekundärteilchen ab. Das energiereichste Teilchen nach diesem Prozeß, *leading particle* genannt, ist oft das ursprüngliche Hadron, da es noch knapp die Hälfte der Teilchenenergie vor dem Stoßprozeß besitzt. Die Inelastizität ist ein Maß für den Energieanteil der Sekundärteilchen ohne das *leading particle* bezüglich der Gesamtenergie  $E_0$  vor dem Teilchenprozeß. Sie ist definiert als  $\bar{k} = 1 - E_{LP} / E_0$ . Im Mittel sollte ein Hadronen 11 mal wechselwirken<sup>29</sup> und dabei jeweils die Hälfte seiner Energie verlieren. Somit verbleiben ihm bei der Messung am Erdboden nur noch etwa  $0,45^{11} \approx 0,015\%$  seiner anfänglichen Primärenergie.

Hauptsächlich zwei Gründe machen die Existenz von *unbegleiteten Hadronen* plausibel. Zum einen ist die Anzahl der Wechselwirkungen der Hadronen in der Atmosphäre poissonverteilt. Es gibt für sie eine gewisse Wahrscheinlichkeit weit weniger als 11 hadronische Wechselwirkungen einzugehen. Nach [Bro73] liegt die mittlere Zahl der Wechselwirkungen für ein *unbegleitetes Hadron* bei vier. Aktuelle *CORSIKA* Simulationen bestätigen diesen Wert (siehe Abb. 5.9). Der zweite Grund liegt an der starken Schwankungsbreite der Inelastizität  $\bar{k}$ . Ausläufer der Verteilung führen zu kleinen Werten, die dafür sorgen, daß das *leading particle* nicht nur 45% seiner ursprünglichen Energie nach einer Teilchenkollision behält, sondern deutlich mehr. Dies führt zu zwei Konsequenzen. Erstens besitzt das am Boden gemessene Teilchen weit mehr als 0,015% der Energie des Primärteilchens. Es hat nur wenige Wechselwirkungen in der Atmosphäre vollzogen und bei diesen Wechselwirkungen nur geringe Energiemengen abgegeben. Das gemessene *leading particle* sollte demnach "enger" mit dem ursprünglichen kosmischen Primärteilchen korreliert sein, als dies bei Hadronen in ausgedehnten Luftschauern der Fall ist, auch wenn es in der Regel nicht identisch mit dem Primärteilchen ist. Die zweite Konsequenz betrifft alle entstehenden Sekundärteilchen – mit Ausnahme des *leading particles*. Da diese Sekundärteilchen bei ihrer Produktion nur einen geringen Energieanteil vom Mutterteilchen erhalten haben, reicht ihre Energie meistens nicht aus, den Erdboden zu erreichen. Sie werden in der Atmosphäre absorbiert und sterben aus. Am Erdboden wird dann lediglich das einzelne Teilchen als *unbegleitetes Hadron* gemessen.

<sup>28</sup> Benannt nach Nishimura, Kamata und Greisen

<sup>29</sup> bei 110m über Meeresniveau

Frühere Untersuchungen zu diesem Themengebiet haben gezeigt, daß die *single hadrons* hauptsächlich von sehr niederenergetischen Primärteilchen stammen und in der Regel etwa mit 10% ihrer ursprünglichen Energie im Detektor nachgewiesen werden. Zwar ist die Wahrscheinlichkeit für die "Entstehung" von *unbegleiteten Hadronen* aus Teilchen mit höheren Primärenergien prozentual deutlich größer (Kap. 4 und folgende), allerdings spielen diese hochenergetischen Teilchen in Folge des sehr steilen Energiespektrums zahlenmäßig kaum eine Rolle. Der deutlich größere Teilchenfluß der kosmischen Strahlung bei kleinen Energien sorgt dafür, daß trotz der extrem geringeren Wahrscheinlichkeit fast alle gemessenen, *unbegleiteten Hadronen* von niederenergetischen Primärteilchen stammen (Kap. 6.4).

Der Begriff *single hadron* bzw. *unbegleitetes Hadron* ist in der Literatur nicht exakt definiert. Während in der Theorie von lediglich einem einzelnen Teilchen am Erdboden ausgegangen wird, ist dies in der Praxis nicht realistisch, da weder in Simulationen noch in Messungen weitere Teilchen ausgeschlossen werden können. Nur in den seltensten Fällen wird das Fehlen jeglicher Begleitteilchen beobachtet. Wenigstens eine kleine Anzahl elektromagnetischer Teilchen ist meist mit einem *unbegleiteten Hadron* verbunden. Spricht man von einem *single hadron*, ist es somit von Nöten, den Begriff zuvor detailliert zu erläutern.

Im Folgenden werden im Rahmen dieser Arbeit zwei unterschiedliche Definitionen für ein *single hadron* gegeben. Zum einen eine strenge und zum anderen eine etwas großzügigere Interpretation. Bei der strengen Definition eines *single hadrons* wird gefordert, daß :

- im Hadronkalorimeter für ein bestimmtes Ereignis lediglich eine Spur<sup>30</sup> rekonstruiert wurde. Dabei muß die rekonstruierte Hadronenergie mindestens 45 GeV betragen und der rekonstruierte Einfallswinkel kleiner als 30° sein.
- das rekonstruierte Hadron mindestens einen Abstand von 2 m zum Rand des Kalorimeters besitzen muß, um Randeffekte zu minimieren.
- maximal 8  $e^-/\gamma$ -Stationen des umliegenden Detektorarrays ansprechen dürfen, wobei alle Detektorhütten zu den inneren Clustern gehören müssen und man somit von einem relativ kleinen Schauer mit geringer Primärenergie ausgehen kann.

Allerdings ist im Folgenden, soweit nichts anderes angegeben wird, unter dem Begriff *single hadron* die weit weniger strenge Interpretation zu verstehen. Bei dieser zweiten Definition zieht man zur Klassifizierung von *unbegleiteten Hadronen* ausschließlich die hadronische Komponente heran und prüft, ob im Kalorimeter mehr als eine Spur rekonstruiert wurde. Auf die Betrachtung der elektromagnetischen bzw. myonischen Komponente wird verzichtet. Die Definition gleicht der oberen ohne den letzten Punkt. *Unbegleitet* meint dann nicht das Fehlen weiterer Teilchen, sondern lediglich das Fehlen weiterer Hadronen.

---

<sup>30</sup>Auch mehrere Spuren innerhalb eines 2 m Radius um die Hauptspur maximaler Energie wird als *eine Spur* angesehen. Dies liegt daran, daß der Such-Algorithmus der Analyse bei der Rekonstruktion 2 m um ein Teilchen bei hochenergetischen Hadronen (ab 10 TeV) nicht existente Spuren vortäuscht. (Siehe dazu auch [Mil98]).



## Kapitel 2

# Das Luftschauerexperiment *KASCADE*

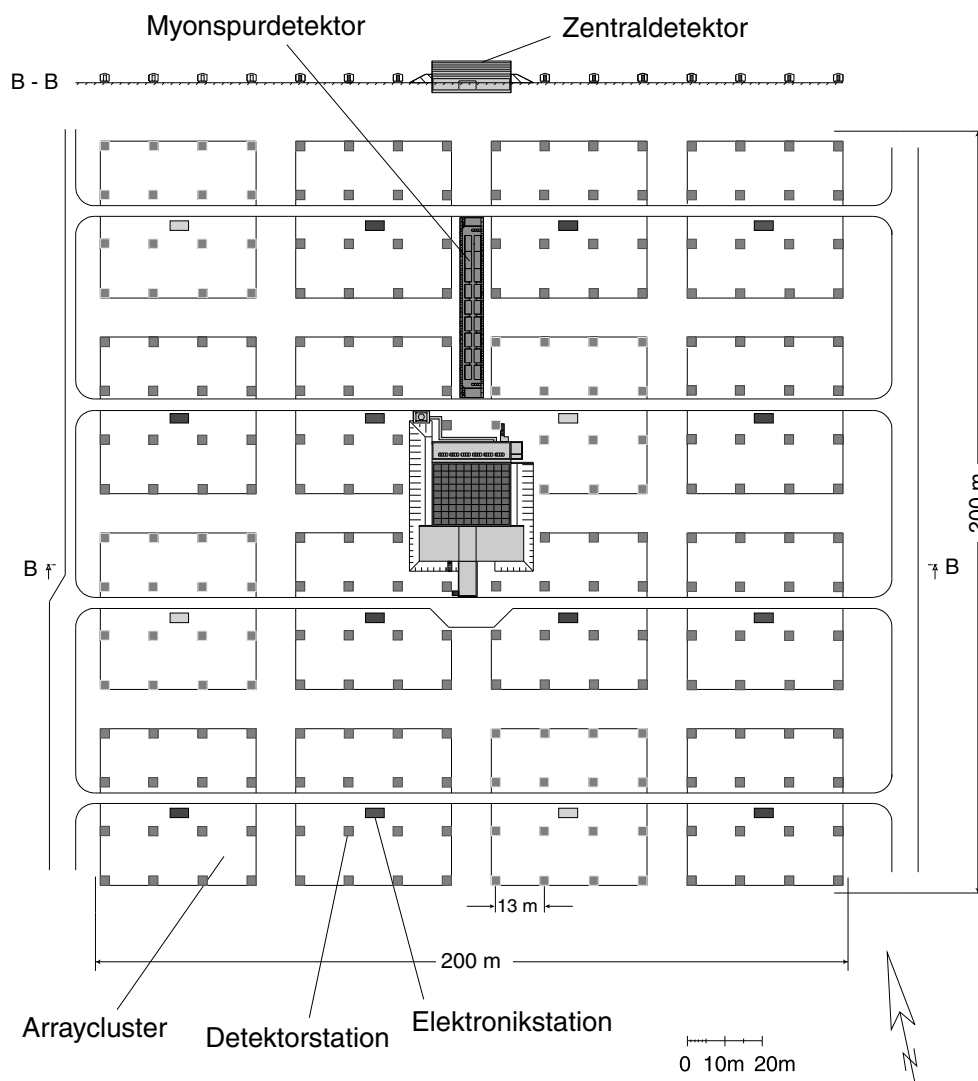


Abbildung 2.1: **Schematischer Aufbau des *KASCADE* Experiments**

Das Detektorarray ist  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  groß und besteht aus 252 Detektorstationen. Im Zentrum der Anlage befindet sich der Zentraldetektor ( $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ ) zur Messung von Hadronen, Myonen und Elektronen mit guter Orts- und Energieauflösung. Nördlich davon liegt der 48 m lange, 5,4 m breite und 2,4 m hohe Myonspurdetektor, um einzelne Myonspuren präzise vermessen zu können.

Zur Messung ausgedehnter Luftschauer wurde das Experiment *KASCADE*<sup>1</sup> auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe<sup>2</sup> aufgebaut [DoI90, Kl97, Ant02]. Mit ihm lassen sich die einzelnen Komponenten<sup>3</sup> eines Luftschauers gleichzeitig von verschiedenen Detektorsystemen messen. 1996 wurde mit der Datennahme begonnen, und seit dieser Zeit wurde das Experiment stetig weiterentwickelt.

*KASCADE* bzw. die *KASCADE* Kollaboration hat sich hauptsächlich zwei Ziele zur Aufgabe gesetzt: Die hochenergetischen Wechselwirkungen in der Atmosphäre besser zu verstehen und basierend auf dieser Erkenntnis die Elementzusammensetzung und den Fluß der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 100 TeV bis zu etwa 100 PeV zu bestimmen; auch und vor allem um der Ursache des sogenannten *Knies*, einem Knick im Energiespektrum, auf die Spur zu kommen.

Auf die einzelnen bei *KASCADE* verwendeten Detektorsysteme wird im Folgenden kurz eingegangen. Abbildung 2.1 zeigt eine Skizze der Gesamtanlage; eine Aufzählung der verschiedenen Komponenten ist in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Komponente	Detektortyp	aktive Fläche	Energieschwelle
Toplage	Flüssigkeitsionisationskammern	304 m <sup>2</sup>	E <sub>e</sub> = 10 MeV
Hadronkalorimeter	Flüssigkeitsionisationskammern	304 m <sup>2</sup> · 8 Ebenen	E <sub>h</sub> = 50 GeV
Triggerebene	Szintillationszähler	208 m <sup>2</sup>	E <sub>μ</sub> = 490 MeV
Top-Cluster	Szintillationszähler	23 m <sup>2</sup>	E <sub>e</sub> = 5 MeV
Myonkammern	Vieldrahtproportionalkammern	190 m <sup>2</sup> · 2 Ebenen	E <sub>μ</sub> = 2.4 GeV
	Limited-Streamer-Tubes	247.5 m <sup>2</sup>	E <sub>μ</sub> = 2.4 GeV
Array, e/γ-Detektor	Szintillationszähler	490 m <sup>2</sup>	E <sub>e</sub> = 5 MeV
Array, μ-Detektor	Szintillationszähler	622 m <sup>2</sup>	E <sub>μ</sub> = 230 MeV
Myontunnel	Limited-Streamer-Tubes	144 m <sup>2</sup> · 4 Ebenen	E <sub>μ</sub> = 800 MeV
Grande-Array	Szintillationszähler	370 m <sup>2</sup>	E <sub>μ,e</sub> = 3 MeV

Tabelle 2.1: **Detektorkomponenten des *KASCADE* Experiments**

Eine Unsicherheit bei Luftschauermessungen sind die starken intrinsischen Fluktuationen der Schauerentwicklung. Bei einer bekannter Primärenergie und Teilchenart können einzelne Schauer in ihrem Verlauf und ihrer Entwicklung stark variieren. Um diese Unsicherheiten in der Analyse möglichst klein zu halten, ist man bestrebt, so viele verschiedene Observablen<sup>4</sup> als möglich simultan zu messen und auszuwerten.

## 2.1 Der Zentraldetektor

In der Mitte des Detektorarrays des *KASCADE* Experiments befindet sich der 16 · 20 m<sup>2</sup> große Zentraldetektor. Er umfaßt verschiedene Detektorsysteme zur Messung des Kerns ausgedehnter Luftschauer, die in Abbildung 2.2 skizziert sind. Im Einzelnen handelt es sich dabei um 4 verschiedene Komponenten (von oben nach unten) :

1. Top-Cluster
2. Triggerebene
3. 8-lagiges Eisen-Sampling-Kalorimeter und Toplage
4. Myondetektoren (Vieldrahtproportionalkammern und Limited Streamer Röhren)

### 2.1.1 Eisen-Sampling-Kalorimeter

Zur Messung der hadronischen Komponente eines Luftschauers dient das Hadronkalorimeter [Eng99] im Zentrum des Arrays. Dabei handelt es sich um ein 8-lagiges Eisen-Sampling-Kalorimeter. Zwischen den aktiven Lagen befinden sich Absorberschichten aus Eisen mit zunehmender Dicke. Die unterste Ebene liegt zusätzlich noch unter

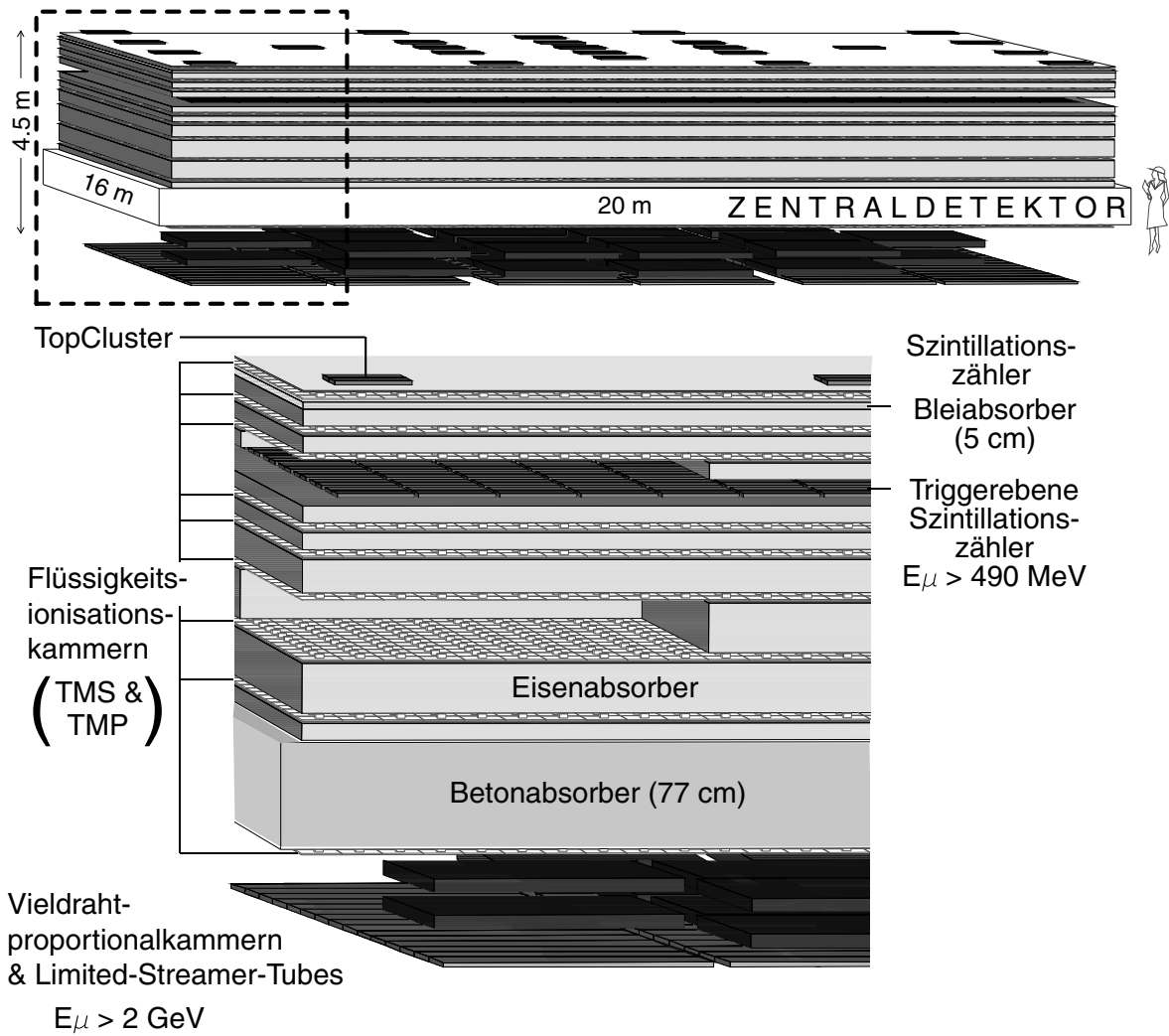
<sup>1</sup>KARlsruhe Shower Core and Array DETector

<sup>2</sup>49.1° nördliche Breite, 8.4° östliche Länge und 110m über dem Meer, was einer atmosphärischen Tiefe von etwa 1020 g/cm<sup>2</sup> entspricht.

<sup>3</sup>Es handelt sich hierbei um die elektromagnetische-, myonische- und hadronische Komponente.

<sup>4</sup>z.B. Elektronenzahl, Myonzahl, Verhältnisse von bestimmten Größen usw.





320 m<sup>2</sup> x 8 Ebenen + Toplage ;  $E_H > 50 \text{ GeV}$  ; Absorberdicke  $\cong 11 \lambda_I$

Abbildung 2.2: KASCADE Zentraldetektor

Der Zentraldetektor ist aus 4 verschiedenen Detektorsystemen aufgebaut. Mit ihnen lassen sich sowohl die hadronischen, als auch die elektromagnetischen und myonischen Komponenten bei verschiedenen Energieschwellen messen.

der 77 cm dicken Betondecke des Fundamentkellers (Abb. 2.2). Insgesamt entspricht die Gesamtdicke der einzelnen Eisenplatten und der Betondecke etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen. Es hat sich gezeigt, daß damit bei einem Hadron von 25 TeV noch etwa 98% der Energie im Detektor deponiert wird [Mil98]. Die aktive Fläche von  $304 \text{ m}^2$  ist ausreichend, um auch bei seltenen Ereignissen von hohen Primärenergien noch eine ausreichende Statistik an Meßdaten für die Analyse zu gewährleisten.

Als aktive Lagen dienen etwa 11000 Flüssigkeitsionisationskammern, eine Kammer ist exemplarisch in Abbildung 2.3 zu sehen, die mit Tetramethylsilan (TMS) bzw. Tetramethylpentan (TMP) gefüllt sind. Letzteres konnte während der Aufbauphase vom UA1-Experiment kostengünstig übernommen werden. Eine Flüssigkeitsionisationskammer besteht aus vier Edelstahlblechen mit einer Fläche von jeweils  $25 \cdot 25 \text{ cm}^2$  und einer Dicke von einem Millimeter in einer Edelstahlbox [Eng99]. Sie wird mit etwa 1,7 l eines Ionisationsmediums gefüllt. Flüssigkeiten bieten als Ionisationsmedien einige Vorteile gegenüber Gasen. So liefern sie infolge der höheren Dichte größere Signale, die sich ohne Signalverstärkung im Medium direkt mit elektronischen Verstärkern messen lassen. Damit vermeidet man die sonst notwendige Gasverstärkung mit ihren hohen Unsicherheiten und Schwankungen. Der Detektor kann in einem hohen dynamischen Bereich betrieben werden. Die Ionisationsmedien TMS und TMP sind unpolare, sphärische Kohlenwasserstoffe. Durch Ionisation erzeugte Elektronen bleiben frei und haben eine sehr hohe Beweglichkeit.

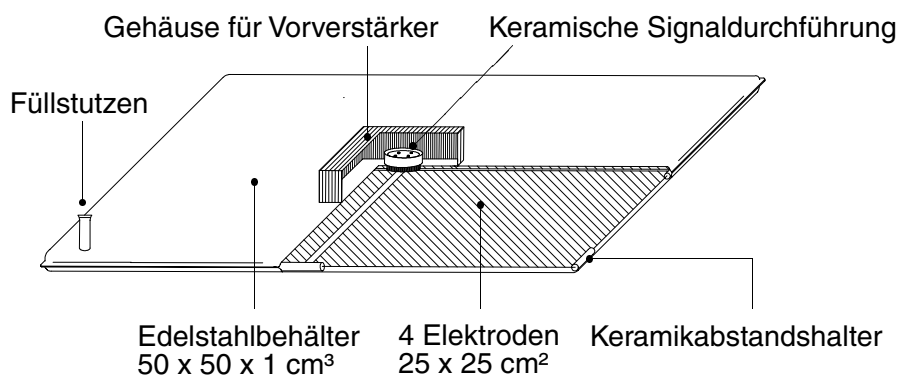


Abbildung 2.3: Flüssigkeitsionisationskammer mit vier Elektroden

Oberhalb des Eisenabsorbers auf dem Zentraldetektor befindet sich eine weitere Lage Flüssigkeitsionisationskammern. Mit dieser sogenannten Toplage lassen sich alle Komponenten des Luftschauers messen. Der überwiegende Teil der Teilchen stammt von der elektromagnetischen Komponente. Dank der sehr fein segmentierten Detektorebene mit knapp 5000 Kanälen ist eine Bestimmung des Schauerkerne mit hoher Genauigkeit möglich und man verspricht sich weitere Aufschlüsse über die innere Struktur des Schauerkerne. Dort herrschen extrem hohe Teilchendichten vor, die aber aufgrund des großen dynamischen Bereichs der Ionisationskammern, 7500 Teilchen pro Pad, ohne Sättigung gemessen werden können. Aufgrund der geringen Statistik der mit der Toplage genommenen Meßdaten (sie wurde erst 2002 in Betrieb genommen) wurde diese Komponente bei der Analyse der vorliegenden Arbeit nicht verwendet.

Insgesamt stehen etwa 40000 Kanäle in 8 Ebenen für die Auswertung zur Verfügung. Die kleinste mit dem Hadronkalorimeter meßbare Ladung pro Kanal entspricht nach [Hör97] einer Energiedeposition von 180 keV. Die größte meßbare Energie pro Kanal wird bei 10,4 GeV erreicht.

Ausführliche Informationen zu den Eigenschaften und zur Funktionsweise des Eisen-Sampling-Kalorimeters und der Ionisationskammer sind u.a. [Eng96, Eng99, Hör94, Hör97, Mil03] zu entnehmen.

### 2.1.2 Triggerebene

Zwischen der zweiten und der dritten Ebene der Flüssigkeitsionisationskammern befinden sich 456 ( $24 \cdot 19$ ) Plastikszintillatoren mit einer aktiven Fläche von  $208 \text{ m}^2$ , unter einer Abschirmung von 5 cm Blei und 36 cm Eisen. Dies entspricht etwa 64% der Meßfläche des Hadronkalorimeters [Rai97]. Die Triggerebene dient einerseits zur Schauererkennung und zum Auslösen der Aufzeichnung des Schauers, d.h. sie liefert schnelle Trigger für die anderen Komponenten des Zentraldetektors. Andererseits lassen sich mit ihr auch die Ankunftszeiten von Myonen

und Hadronen messen. Leider ist eine Trennung beider Teilchen mit der Triggerebene nicht möglich. Das erste Teilchen, das mit entsprechend hoher Energie<sup>5</sup> den Plastik Szintillator durchquert löst die Zeitmessung aus. Die Zeitauflösung der Detektoren beträgt 1,4 ns [Fes02]. Die Energieschwelle für die Myonen liegt bei 490 MeV [Föl97]. Die Triggerebene bietet ebenso die Möglichkeit, das Profil der Schauerscheibe genauer zu studieren [Ant01a].

Bei einem ausgelösten Trigger kann es sich um 2 verschiedene Arten von Triggern handeln [Rai97]. Es gibt den sogenannten Hadrontrigger der ausgelöst wird, wenn ein Detektor ein Signal mit einem Energiedeposit von mindestens  $50 E_{mip}$  erhält. Beim Myontrigger müssen dagegen acht Detektoren eine Energie von  $1/3 E_{mip}$  registrieren.  $E_{mip}$  ist die Energie, die ein minimalionisierendes Teilchen deponiert.

### 2.1.3 Top-Cluster

Auf dem Dach des Zentraldetektors befinden sich 50 Detektoren mit einer Fläche von jeweils  $0,45 \text{ m}^2$ . Diese Szintillationszähler messen, wie die Toplage auch, die elektromagnetische Komponente. Ziel des Top-Clusters ist es, die Detektorlücke des Arrays mit seinen vier fehlenden Meßstationen auszufüllen. Im Gegensatz zu den Energieschwellen (für die Primärenergien) beim Array ist diese beim Top-Cluster deutlich kleiner. Außerdem beträgt der *Gitterabstand* der einzelnen Detektoren weniger als dies beim Array der Fall ist. Somit lassen sich auch sehr niederenergetische, sprich kleine Schauer mit dem Top-Cluster nachweisen [Ant97, Hae96].

### 2.1.4 Myondetektoren

#### Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs)

Im Fundamentkeller des Zentraldetektors steht ein weiteres Detektorsystem mit einer Gesamtfläche von  $129 \text{ m}^2$  zur Messung von hochenergetischen Myonen oberhalb von  $2,4 \text{ GeV}$  zur Verfügung (Abb. 2.2 und 2.4). 32 Vieldrahtproportionalkammern (MWPC<sup>6</sup>) sind in zwei Lagen mit einem Abstand von knapp 40 cm übereinander angeordnet. Sie ermöglichen eine gute Orts- und Richtungsbestimmung der energiereichen Myonen in ausgedehnten Luftschauern [Ant01b, Boz00, Köh98]. Die Genauigkeit der rekonstruierten Einfallsrichtung der Myonen liegt bei etwa einem Grad [Ant02a].

Mit Hilfe der MWPCs läßt sich die Myondichteverteilung genauer untersuchen [Ant01, Hau96, Hau99].

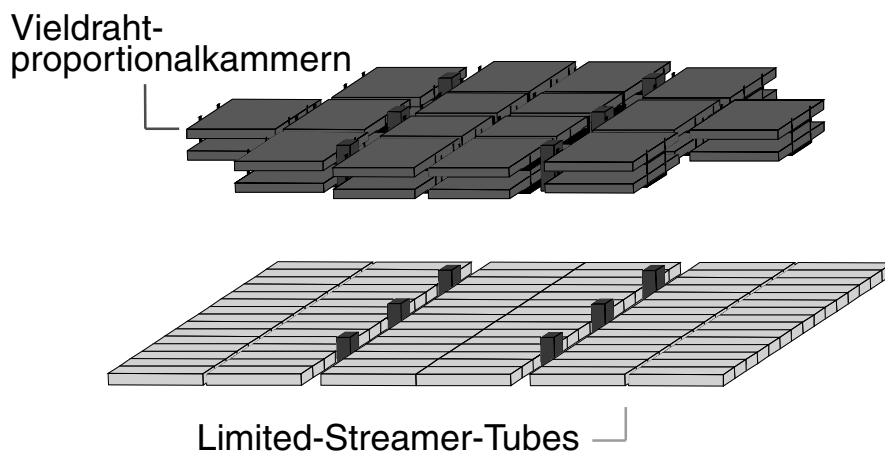


Abbildung 2.4: MWPCs und LSTs des KASCADE Zentraldetektors

#### Limited-Streamer-Tubes (LSTs)

Um die Messung der Myonen vor allem bei Dichten von mehr als zwei Teilchen pro  $\text{m}^2$  zu verbessern und Vieldeutigkeiten aufzulösen, wurden 24 cm unter der untersten Lage der Vieldrahtproportionalkammern Limited-Streamer-

<sup>5</sup>Die Triggerebene liegt unter einer  $340 \text{ g/cm}^2$  Blei- und Eisenabschirmung (ca. 30 Strahlungslängen), was die elektromagnetische Komponente fast vollständig abschirmt.

<sup>6</sup>multiwire proportional chambers

Tubes angebracht. Sie bedecken eine Fläche von ca.  $15 \cdot 16 \text{ m}^2$ . Kathodenseitig werden die Signale über eine Padstruktur ausgelesen, wodurch die Vieldeutigkeiten der Streifenstruktur in den MWPCs aufgelöst werden kann. Das verwandte Zählgas ein Gemisch aus Argon-Isobutan [Ant01b].

## 2.2 Das Detektorarray

Zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente dient hauptsächlich das  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  große Detektorarray. Es besteht aus  $16 \cdot 16$  Detektorstationen, die jeweils in einem Abstand von 13 Metern gitterförmig angeordnet sind (siehe Abb. 2.1). Dies entspricht einer Flächenbelegung von etwa 2% der Gesamtfläche. Die laterale Ausdehnung der elektromagnetischen sowie der myonischen Luftschauerkomponente beträgt einige 100 Meter und ist vom Primärteilchen und seiner Energie abhängig. Es genügt eine stichprobenartige Messung der einzelnen Sekundärteilchen, da die Meßfehler deutlich kleiner sind als die intrinsischen Fluktuationen der Schauerentwicklung in der Lufthülle. Durch Integration auf die Gesamtfläche erhält man eine Elektronen- bzw. Myonzahl, die sogenannte Schauergrößen. Aus der Tatsache, daß sich die Sekundärteilchen des Luftschauers auf einer dünnen Scheibe Richtung Erdboden bewegen (siehe Abb. 1.3), erhält man den Einfallswinkel des Schauers durch die relativen Ankunftszeiten in den einzelnen Detektoren.

Der Abstand von 13 Metern zwischen den Stationen wurde so gewählt, damit auch im unteren Meßbereich von *KASCADE*, bei Primärenergie also von etwa  $10^{13} \text{ eV}$ , genügend Detektoren bei der verhältnismäßig kleinen lateralen Ausdehnung der Sekundärteilchen ansprechen, um die gewünschten Schauerparameter mit einer ausreichenden Genauigkeit zu messen.

Die 252 Detektorstationen<sup>7</sup> sind jeweils zu  $4 \cdot 4$  Einheiten zusammengefaßt und bilden ein sogenanntes Cluster. In der Mitte jedes Clusters befindet sich eine Kontrollstation, in der die gesamte Meß- und Triggerelektronik untergebracht ist.

Das Innere einer Detektorstation mit seinen unterschiedlichen Detektortypen ist in Abb. 2.5 dargestellt.

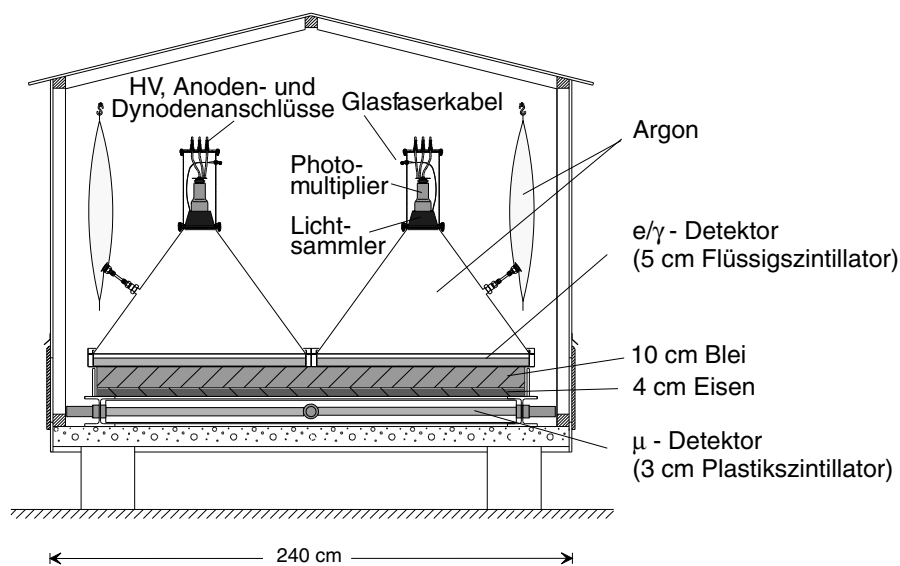


Abbildung 2.5: **Vertikaler Schnitt durch eine Detektorstation des Arrays**

Ein Flüssigszintillator dient zum Nachweis der elektromagnetischen Komponente. Die Myonen werden mit Plastikszintillatoren gemessen, die sich unter einer Blei- und Eisenabschirmung befinden.

Die 252 Detektorstationen sind nicht gleichmäßig mit Detektoren bestückt. Während die 4 inneren Cluster mit 4  $e/\gamma$ -Detektoren besetzt sind und keine Myondetektoren haben, findet man in den 12 äußeren Clustern jeweils nur 2  $e/\gamma$ -Detektoren diagonal angeordnet; dafür allerdings auch unter einer Blei- und Eisenabschirmung von etwa 20

<sup>7</sup>Die inneren 4 Stationen entfallen, da sich dort der Zentraldetektor befindet.

Strahlungslängen 4 Myondetektoren. Die Energieschwelle für Myonen beträgt etwa 230 MeV [Ant01]. Da die elektromagnetische Komponente absorbiert wird, sollte man dort hauptsächlich Myonen messen. Allerdings hat es sich gezeigt, daß ein nicht zu vernachlässigender Anteil nicht von Myonen stammt. So kann ein hochenergetisches Photon in der Abschirmung aufschauern und im Myondetektor ein Signal auslösen. Dieser *punch through* genannte Effekt läßt sich berechnen und wird in den Analysen korrigiert.

Der  $e/\gamma$ -Detektor besteht aus einem mit 33 kg Flüssigszintillator (Paraffinöl mit Pseudocumol als Szintillator) gefüllten Edelstahlkegel. Sein Durchmesser beträgt etwa einen Meter. Die Füllhöhe des Szintillators liegt bei 5 cm. Der Rest des Volumens ist mit dem Edelgas Argon aufgefüllt, was den Szintillator gegen Oxidation schützen soll. Um eine gute Lichtsammlung zu bekommen, wurden die Innenwände der Kegel mit weißer Reflektorfarbe bestrichen. Licht, welches von ionisierenden Teilchen im Szintillator erzeugt wird, wird mit Hilfe eines Plexiglaskegels vom Photomultiplier nachgewiesen. Das verstärkte Signal kann sowohl über die Anode ausgelesen, als auch über eine Dynode ausgekoppelt werden. Dies gewährleistet einen hohen dynamischen Bereich. Somit ist es möglich einzelne Teilchen, aber auch bis zu 2000 pro Detektor zu messen. Detailliertere Informationen sind u.a. nachzulesen bei [Völ92, Web99].

Der Myondetektor setzt sich aus vier einzelnen, quadratisch angeordneten Plastikszintillatorplatten zusammen, mit einem jeweiligen Volumen von  $90 \cdot 90 \cdot 3 \text{ cm}^3$ . Das Licht wird seitlich durch Wellenlängenschieber ausgelesen. Beim Durchqueren eines ionisierenden Teilchens durch eine der Platten wird das von den Szintillatorplatten erzeugte Licht weitergeleitet. Zwischen den einzelnen Platten gibt es vier Photomultiplier, die das Licht von jeweils drei Wellenlängenschiebern empfangen. Somit liest jeder Photomultiplier zwei Szintillatorplatten aus.

## 2.3 Der Myonspurdetektor

Nördlich vom Zentraldetektor befindet sich unter einer Abschirmung aus Erde, Eisen und Beton der Myonspurdetektor, der Myonen über Spurmessungen nachweist. Abbildung 2.6 zeigt einen Schnitt durch den 48 m langen Tunnel. In ihm sind 16 Detektortürme aufgebaut. Jeder Turm besteht aus drei Ebenen. Die verwendeten Detektoren sind Limited-Streamer-Tubes, die mit einem Gasgemisch aus Argon, Isobutan und  $\text{CO}_2$  gefüllt sind. Um die Nachweiseffizienz zu erhöhen und sehr schräg einfallende Schauer messen zu können, wurden auch die Wände

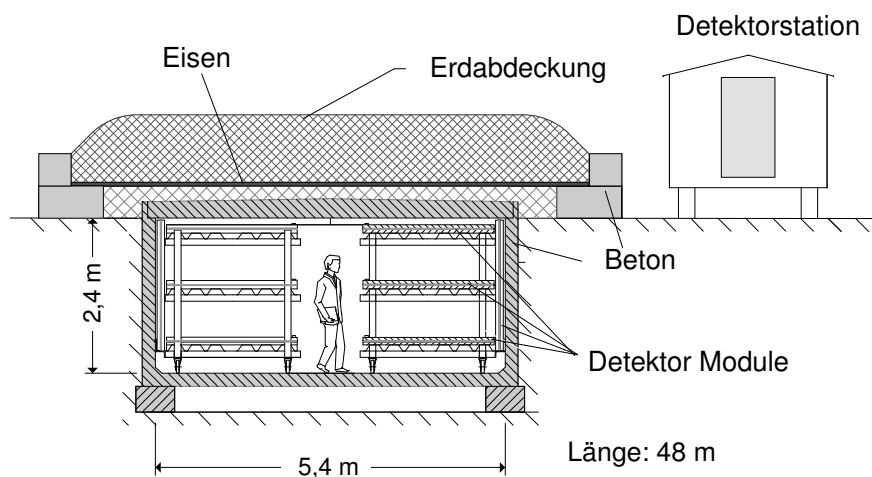


Abbildung 2.6: KASCADE Myonspurdetektor

mit vertikal angeordneten Limited-Streamer-Tubes bestückt. Die Abschirmung oberhalb des Tunnels entspricht 18 Strahlungslängen, die Energieschwelle beträgt 800 MeV. Die aktive Detektorfläche beträgt  $4 \cdot 144 \text{ m}^2$  [Dol02].

Analysen zielen unter anderem darauf hin mittels der Spuren die Produktionshöhe der Myonen zu bestimmen [Zab01, Zab02]. Aus der Tatsache, daß sich die Charakteristik von proton- und eiseninduzierten Luftschauern ändert, sollte man auf das schauerauslösende Primärteilchen schließen können. Protoninduzierte Schauer dringen tiefer in die Atmosphäre ein, bevor es zu einer ersten Wechselwirkung mit den Luftmolekülen kommt. Um die Einfallrichtung der Myonen gut bestimmen zu können, ist eine hohe Winkelauflösung erforderlich. Sie liegt bei

0,4°, allerdings wird sie mittels Driftzeitmessung und veränderter Analysemethoden, wie die Trennung von bisher paarweise ausgelesenen Drähten zu verbessern versucht [Obe02].

## 2.4 KASCADE-Grande

Das *KASCADE* Experiment wurde zur Untersuchung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von  $10^{14}$  eV bis etwa  $10^{17}$  eV konzipiert und gebaut (siehe Abb. 1.1). Ziel ist es, die Herkunft des Knies im Energiespektrum zu klären. Bei Analysen der Meßergebnisse scheint sich herauszukristallisieren, daß das beobachtete Knie ein Resultat von Überlagerungen verschiedener einzelner Knie ist. Jedes Element besitzt ein eigenes Knie bei einer elementtypischen Energie, die abhängig von dessen Ladung zu sein scheint. Für das Abknicken des Flußes der Eisengruppe erwartet man eine Energie von etwa  $10^{17}$  eV, was der oberen Grenze des Meßbereiches von *KASCADE* entspricht, während man ein mögliches Protonknie schon bei einigen PeV messen sollte. Aktuelle Arbeiten bestätigen diesen Sachverhalt. Ein Protonknie wird bei Energien von einigen  $10^{15}$  eV gesehen, während sich ein Knie der Eisengruppe bei Energien bis zu  $10^{17}$  eV nicht anzudeuten scheint [Rot99, Ulr01, Ulr03].

Um dies zu überprüfen, ist es notwendig, den maximal meßbaren Energiebereich von *KASCADE* zu erweitern. Zu diesem Zweck wurden 37 weitere Detektorstationen zur Messung der elektromagnetischen Komponente auf dem Gelände des Forschungszentrums aufgebaut. Diese vom EAS-TOP Experiment stammenden Detektoren [Agl89] wurden auf einem hexagonalen Gitter verteilt und überdecken eine Fläche von  $0.5 \text{ km}^2$ . Der Abstand der einzelnen Detektoren untereinander beträgt etwa 130 m. Eine Detektorstation besteht aus 16 Szintillatorplatten mit einer Gesamtfläche von jeweils  $10 \text{ m}^2$  je Station. Damit sollen Schauer mit Energien bis zu  $10^{18}$  eV gemessen werden [Ber01].

Somit hat man mit *KASCADE-Grande* nicht nur die Möglichkeit das Eisenknie genauer zu untersuchen, gleichzeitig überbrückt man auch eine bis jetzt kaum untersuchte Energielücke zwischen dem *ursprünglichen KASCADE* Experiment und dem in Argentinien neu errichteten *AUGER*-Experiment, bei dem auf einer Fläche von zirka  $3000 \text{ km}^2$  1600 Detektoren in einem Abstand von 1.5 km aufgestellt werden und sich damit Energien bis zu  $10^{21}$  eV messen lassen werden.

## 2.5 Erweiterung und Ausbau des KASCADE Experiments

In naher Zukunft ist eine Erweiterung des *KASCADE* Experiments geplant. Zusätzlich zu den vorhandenen Detektorsystemen zur Messung der unterschiedlichen Komponenten eines Schauers soll die kosmische Strahlung auch anhand ihrer Radiostrahlung die ausgedehnte Luftschaer in der Atmosphäre emittieren, erforscht werden.

Die erste Messung einer Radiostrahlung ausgehend von Luftschauern wurde 1965 von Jelly et al. unternommen. In den darauf folgenden Jahren traten allerdings immer größere Probleme mit dieser Art Luftschaermessung zu Tage. Schließlich brachten Schwierigkeiten mit den Messungen, Interferenzen, mehrdeutige Interpretationsmöglichkeiten der Daten und nicht zuletzt der Erfolg anderer Meßmethoden die "Radioastronomie" fast vollständig zum Erliegen, bezüglich ihrer Untersuchung von ausgedehnten Luftschauern.

Mit LOFAR<sup>8</sup>[Hor02] wurde ein neuer Anlauf zur Analyse von Luftschauern in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn gestartet. LOFAR ist ein sich in der Entwicklung befindendes digitales Radio-Interferometer von Astronomen für Astronomen. Eine Einsatzmöglichkeit bietet die Messung der Radiostrahlung von Luftschauern im Frequenzbereich zwischen 10 und 200 MHz. Letztendlich soll ein großes (eigenständig lauffähiges) Detektorfeld mit 100 Stationen aufgebaut werden.

Für Testzwecke und um die Machbarkeit solcher Messungen *heute* unter Verwendung der neusten Informationstechnik im Vergleich zu den Messungen vor 40 Jahren demonstrieren zu können, soll ein Prototyp von LOFAR namens LOPES<sup>9</sup> innerhalb des *KASCADE* Experiments aufgebaut werden. LOPES soll eigenständig arbeiten und Daten erfassen können. Hauptsächliches Ziel ist aber eine Zusammenarbeit mit dem *KASCADE-Grande* Experiment, d.h. eine gemeinsame Auswertung mit dessen Detektorkomponenten.

Im vergangenen Jahr wurden erste Testmessungen in Karlsruhe mit Antennen durchgeführt, um unter anderem den Untergrund und das Rauschen, sowie eventuelle auftauchende Probleme bei einem potentiellen Zusammenschluß beider Experimente (*KASCADE* und LOPES) studieren und abschätzen zu können.

<sup>8</sup>Low Frequency Array

<sup>9</sup>LOFAR Prototype Station

## Kapitel 3

# Hadronische Wechselwirkungen, Simulation und Rekonstruktion

### 3.1 Hadronische Wechselwirkung und ihre Modellierung

Bei der indirekten Messung der kosmischen Strahlung anhand der am Erdboden meßbaren Sekundärteilchen möchte man auf die Masse des ursprünglichen Primärteilchens und dessen Energie schließen. Dazu ist es notwendig, die Schauerentwicklung in der Atmosphäre zu kennen. Da dies ein sehr komplexer und statistischer Prozeß ist und die physikalischen Prozesse nicht exakt verstanden sind, existiert keine analytische Beschreibung der Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre. Stattdessen ist man gezwungen, auf Monte-Carlo-Simulationsrechnungen zurückzugreifen.

Die elektromagnetischen Prozesse sind durch die Quantenelektrodynamik (QED) bis hin zu den höchsten Energien sehr gut berechenbar. Somit lassen sich z.B. Energieverluste durch Ionisation, Paarbildung und Bremsstrahlung, sowie der Transport von Elektronen und Photonen durch die Atmosphäre genau beschreiben. Probleme dagegen bereiten die hadronischen Wechselwirkungen. Sie basieren auf der Quantenchromodynamik (QCD), einer Theorie, die leider nicht wie die QED störungstheoretische Berechnungen für alle Prozesse zuläßt. Die QCD lehnt sich, wie der Name schon andeutet, an die QED an. In beiden Fällen wird die Wechselwirkung durch den Austausch eines masselosen Feldteilchens vermittelt. An die Stelle der elektromagnetischen Kopplungskonstanten  $\alpha$ , welche die Stärke der Kraft charakterisiert, tritt in der QCD die Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Das Quant des Kraftfeldes ist bei der QED ein masseloses Spin-1-Teilchen, das Photon. In der QCD ist es ebenfalls ein masseloses Spin-1-Teilchen, das Gluon. Im Gegensatz zum Photon, welches keine elektrische Ladung trägt, besitzt das Gluon die sogenannte Farbladung. Diese ist dafür verantwortlich, daß Gluonen untereinander wechselwirken können. Dies führt zu einer Veränderung der Stärke der Wechselwirkung, abhängig von der Entfernung der Quarks voneinander. Während die Kopplungskonstante  $\alpha$  den Wert  $1/137$  besitzt und somit immer deutlich kleiner als 1 ist, ist der Wert  $\alpha_s$  stark energieabhängig. In der Störungstheorie entwickelt man die betrachtete Wechselwirkung nach Potenzen der Kopplungskonstanten und vernachlässigt Glieder höherer Ordnung. Da aber beim Niederenergieverhalten, bei kleinen Impulsen bzw. Impulsüberträgen die Kopplungskonstante  $\alpha_s \approx 1$  wird, können Terme höherer Ordnung nicht mehr vernachlässigt werden, was zur Folge hat, daß sich die üblichen, störungstheoretischen Methoden in der QCD nicht anwenden lassen. In der Luftschauerphysik sind es aber nun gerade diese Wechselwirkungen, die am häufigsten vorkommen. Man hat es in der Regel mit kleinen Impulsüberträgen zu tun, bei denen ein Großteil der Energie in extremer Vorwärtsrichtung transportiert wird. Um trotzdem die hadronischen Wechselwirkungen beschreiben zu können, bedient man sich phänomenologischer Modelle.

Üblicherweise müssen die Modelle geeicht werden, d.h. man überprüft ihre Vorhersagen mit Daten an Beschleunigern. Leider liegt die Energie der heutigen Beschleuniger unterhalb denen eines Luftschauers. Die höchste heute zugängliche Schwerpunktsenergie für Proton-Antiproton Reaktionen liefert das Tevatron am Fermilab in Chicago. Sie liegt bei  $\sqrt{s} = 1800$  GeV und entspricht der Primärenergie eines Protons der kosmischen Strahlung von  $E_{lab} = 1.7 \cdot 10^{15}$  eV. Des Weiteren können Collider-Experimente nicht die Teilchen untersuchen, die sich in extremer Vorwärtsrichtung bewegen. Sie verschwinden im Strahlrohr ohne gemessen werden zu können. So kann das CDF-Experiment am Fermilab bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1800$  GeV nur etwa 5% der gesamten Energie der Reaktionsteilchen messen. In den Luftschauern tragen aber gerade diese Teilchen in extremer Vorwärtsrichtung den Hauptteil der Gesamtenergie.

Aus diesen Gründen werden die phänomenologischen Modelle ausgehend von Beschleunigermessungen bei kleinen Energien zu größeren Energien hin extrapoliert.

Von verschiedenen Gruppen wurden daher in den letzten Jahren unterschiedliche Modelle zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung entwickelt und verbessert. Die einzelnen Modelle basieren auf unterschiedlichen Annahmen und theoretischen Überlegungen oder sind rein phänomenologisch aufgebaut.

## 3.2 Luftschauersimulationsprogramm *CORSIKA*

Zur Simulation eines Luftschauers in der Atmosphäre wurde im Rahmen des Experiments *KASCADE* das Luftschauersimulationsprogramm *CORSIKA* entwickelt [Cap92, Hec98, Kna97]. Als schauerauslösende Teilchen lassen sich sowohl Photonen, als auch Protonen und Atomkerne mit einer bestimmten Primärenergie wählen. Weitere Anfangsbedingungen wie der Einfallswinkel, eine bestimmte Schichtung der Atmosphäre, die Stärke des Erdmagnetfeldes, Energieschwellen, bis zu denen die erzeugten Sekundärteilchen explizit auf ihrem Weg durch die Atmosphäre durchgerechnet werden sollen und vieles mehr können zu Beginn der Simulation ausgewählt werden. Beim Transport aller Teilchen durch die Erdatmosphäre werden Energieverluste durch Ionisation und Strahlung ebenso berücksichtigt, wie die Vielfachstreuung, Zerfälle von instabilen Teilchen und die Ablenkung der Partikel aufgrund des Magnetfeldes der Erde.

Für die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen stehen verschiedene, einzeln wählbare Modelle zur Verfügung, auf die im Folgenden genauer eingegangen wird. All diese Modelle gelten für den Fall von Teilchenkollisionen bei Energien größer als 80 GeV. Unterhalb dieser Energie steht das Modell GHEISHA<sup>1</sup> [Fes85] und ein recht einfaches Isobarenmodell [Gri70] zur Beschreibung der niederenergetischen, hadronischen Wechselwirkung zur Verfügung. Es ist allerdings seit einiger Zeit bekannt, daß das Modell GHEISHA Probleme mit der Beschreibung bestimmter Messungen hat. Weder in einzelnen Stößen, noch im Mittel aller Stöße bleibt die Energie erhalten. Aus diesem Grund gibt es seit kurzem weitere alternative Modelle : UrQMD<sup>2</sup> [Bas98, Ble99], das jedoch im Vergleich zu GHEISHA sehr rechenintensiv ist und vor allem das vielversprechende Modell FLUKA [Fas00], welches allerdings einen höheren Rechenaufwand verlangt. Das GHEISHA Modell wurde Ende 2002 modifiziert und scheint nun die Daten besser zu beschreiben. Die in dieser Arbeit gerechneten Simulationen basieren allerdings noch auf dem unveränderten GHEISHA, wie es 2000/2001 eingesetzt wurde. Allerdings ist das verwendete Niederenergiemodell für die Resultate dieser Arbeit unkritisch, weil alle später angegebenen Spektren erst bei 100 GeV beginnen.

Zur Behandlung der elektromagnetischen Komponente des Luftschauers bietet *CORSIKA* zwei Möglichkeiten. Zum einen lassen sich alle Teilchen durch die Atmosphäre genau verfolgen. Dafür sorgt der Programmcode EGS4<sup>3</sup> [Nel85]. Diese Option bietet den Vorteil, die Information jedes einzelnen Teilchens wie Energie, Ort und Richtung auf Beobachtungsniveau zu kennen. Leider ist sie aufgrund der extrem großen Zahl von elektromagnetischen Teilchen sehr rechenintensiv. Alternativ gibt es die Möglichkeit für die elektromagnetische Komponente Mittelwerte analytisch berechnen zu lassen. Hierzu verwendet man die NKG-Funktion (Gl. 1.10). Dabei muß allerdings in Kauf genommen werden, daß es keine detaillierte Informationen über einzelne Teilchen mehr gibt.

Innerhalb von *CORSIKA* kann man zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung oberhalb von 80 GeV zwischen sechs verschiedenen hochenergetischen Modellen wählen : Ursprünglich gab es die Modelle HDPM<sup>4</sup> [Cap89] und VENUS<sup>5</sup> [Wer93]. Neben diesen kann man mittlerweile die Modelle Sibyll [Fle94], QGSJET<sup>6</sup> [Kal93], DPMJET<sup>7</sup> [Ran95] und NEXUS<sup>8</sup> [Bos01, Dre01] verwenden.

Die verschiedenen Modelle unterscheiden sich in ihrer Philosophie und ihrer Struktur teilweise erheblich voneinander. Während HDPM ein rein phänomenologisches Modell ist, basieren QGSJET, DPMJET und VENUS auf der Gribov-Regge-Theorie. Bei Sibyll handelt es sich um ein Minijet-Modell, welchem die Tatsache zugrunde liegt, daß der Anstieg des inelastischen Wirkungsquerschnitts mit der Energie von der zunehmenden Zahl der erzeugten Minijets beschrieben wird.

Verschiedene Analysen bei *KASCADE* haben gezeigt, daß das QGSJET-Modell insgesamt die Meßdaten am besten beschreibt<sup>9</sup> [Ant99, Mil03]. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit Simulationsrechnungen mit

<sup>1</sup>Gamma Hadron Elektron Interaction **S**hower **A**lgorithm

<sup>2</sup>Ultra-relativistic **Q**uantum **M**olecular **D**ynamics

<sup>3</sup>Electron **G**amma **S**hower system version **4**

<sup>4</sup>**H**adronic interactions inspired by the **D**ual **P**arton **M**odel

<sup>5</sup>Very **E**nergetic **N**uclear **S**cattering

<sup>6</sup>**Q**uark-**G**luon-**S**tring model with **J**ET production

<sup>7</sup>**D**ual **P**arton **M**odel with **J**ETs

<sup>8</sup>**n**ext generation of **u**nified scattering approach

<sup>9</sup>Stand eines Großteils der Analysen von Ende 2002



dem Wechselwirkungsmodell QGSJET durchgeführt. Da ausschließlich QGSJET zur Analyse verwendet worden ist, soll dieses Modell kurz etwas genauer beschrieben werden.

### 3.2.1 Das hadronische Wechselwirkungsmodell QGSJET

QGSJET beschreibt die hadronischen Wechselwirkungen auf der Basis der Gribov-Regge-Theorie. Hierbei geht man von einem superkritischen Pomeron [Cap76] aus. Die Wechselwirkungen mit Teilchenproduktion in Vorwärtsrichtung werden als Multi-Pomeron-Austausch beschrieben. Bei steigender Energie gewinnen Minijets zur Behandlung semi-harter Prozesse immer mehr an Bedeutung. Aus diesem Grund beinhaltet QGSJET zusätzlich Minijets. Nach der Abramovskii-Gribov-Kancheli-Regel werden Pomerone aufgetrennt und bilden je zwei Strings. Dabei erfolgt die Stringfragmentation nach einem dem Lund-Verfahren ähnlichen Mechanismus. Hadron-Kern- und Kern-Kern-Querschnitte werden nach dem Glauberformalismus [Gla70] aus den Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten berechnet. Die Reaktionswahrscheinlichkeiten der innerhalb eines Kerns als unabhängig betrachteten Nukleonen werden dabei mit den einzelnen Nukleonen des Reaktionspartners berechnet. Wichtig dabei sind die Nukleon-Nukleon-Querschnitte und die Verteilung der Nukleonen im Orts- und Impulsraum. Weitere Wechselwirkungen der Sekundärteilchen untereinander und mit den Spektator-Nukleonen der beteiligten Kerne werden nicht betrachtet. QGSJET ist für Energien bis zu  $10^{21}$  eV ausgelegt.

### 3.3 Interpretation der Meßdaten und Analyseschema

Die Vorgehensweise bei der Analyse von Simulations- und Meßdaten ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Im Gegensatz zu den Messungen sind bei den Simulationen Primärteilchen und Primärenergie bekannt. Erreichen die Sekundärteilchen den Erdboden, so werden sie im Experiment von den Detektoren gemessen und in elektronische Signale umgesetzt. Auch dieser Teil muß bei der Simulation möglichst detailgetreu nachgebildet werden. Deshalb schließt sich an die Luftschauersimulation eine Detektorsimulation namens *CRES*<sup>10</sup> an. Um das Detektorverhalten richtig zu beschreiben und die physikalischen Vorgänge im Detektor richtig wiederzugeben, basiert *CRES* auf dem in der Teilchenphysik etablierten Programmpaket *GEANT* [Gea93]. Für die Behandlung der hadronischen Wechselwirkungen im Detektor dient der in *GEANT* integrierte Programmcode *FLUKA* [Aar90]. In *CRES* sind alle relevanten Detektorelemente entsprechend den realen Gegebenheiten nachgebildet. Unter anderem ist die gesamte Geometrie des *KASCADE* Experiments darin enthalten, um auch (Vielfach-) Streuung und Rückstreuung der Teilchen Rechnung tragen zu können. Als Ergebnis der Detektorsimulation liefert *CRES* für das Kalorimeter Energiedepositionen und Ankunftszeiten. Die Simulationsdaten liegen im gleichen Format vor wie die geeichten Meßdaten und können in diesem Stadium direkt verglichen werden. Um aus den deponierten Energien auf physikalisch relevante Aussagen schließen zu können, steht das Rekonstruktionsprogramm *KRETA*<sup>11</sup> für das Experiment *KASCADE* zur Verfügung. Es analysiert die Daten und berechnet physikalische Observablen wie die Teilchenzahl, die Teilchenenergie, Gesamtenergien, Verteilungen, Ankunftszeiten usw..

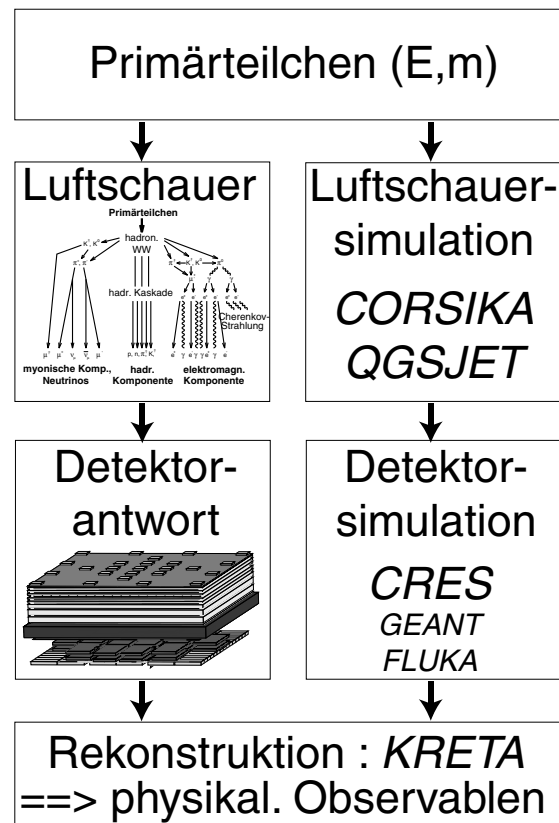


Abbildung 3.1: Analyseschema

<sup>10</sup>Cosmic Ray Event Simulation

<sup>11</sup>KASCADE Reconstruction for Extensive Airshowers

### 3.3.1 Detektorsimulationsprogramm *CRES*

*CRES* ist eine Detektorsimulation und schließt an die Luftschauersimulation an. Es wurde geschrieben, um die Ergebnisse der Luftschauersimulation, die Sekundärteilchen auf dem Erdboden, weiterverarbeiten zu können und eine Detektorantwort zu simulieren. Es basiert auf dem Programmpaket *GEANT* [Gea93]. Fester Bestandteil von *GEANT* ist *FLUKA*, ein Modell zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen im Kalorimeter.

Darüber hinaus erlaubt *CRES* auch einzelne Teilchen mit einer definierten Energie und Einfallrichtung zu simulieren. Damit besteht die Möglichkeit einer Untersuchung von Homogenität und Effizienzen (Trigger- und/oder Rekonstruktionseffizienzen), die bei einer späteren Analyse für Korrekturen an die Meßdaten notwendig sind. Beim Kalorimeter hat man es mit Hadronenergien von über  $10^{12}$  eV zu tun, für die es keinen Teststrahl gibt. Durch das "Einschießen" von Hadronen in das Kalorimeter mittels der Detektorsimulation existiert die Möglichkeit einer Energiekalibration von Kaskaden mittels durchgehender Myonspuren. Die Güte dieser Kalibration ist davon abhängig, inwieweit die Energieabgabe der Teilchen im Detektor richtig verstanden, beschrieben und in die Simulation implementiert worden ist, beispielsweise daß Teilchen nicht nur von oben in eine Meßebebene gelangen, sondern durch Rückstreuung an Eisenabsorberplatten auch von unten in sie eindringen können. Auch Sättigungseffekte (quenching) für stark ionisierende Teilchen, wie das Birksche Gesetz für die Lichtausbeute in Szintillatoren oder die Ladungsausbeute in den Flüssigkeitsionisationskammern müssen korrekt berücksichtigt werden. Bei den Ionisationskammern hängt die Dämpfung nicht nur von der Ionisierungsdichte, sondern auch vom Winkel der Spur zum elektrischen Feld ab. Für das Kalorimeter wurden diesbezüglich Tests durchgeführt und die Energieeichung mit 10 GeV Protonen am Beschleuniger überprüft [Eng92]. Bei hohen Energien wurden mit *unbegleiteten Hadronen* der kosmischen Strahlung Konsistenzchecks durchgeführt, bei denen die gemessenen örtlichen Verteilungen mit simulierten Schauern im Kalorimeter verglichen wurden [Mil98, Eng99]. Die annähernd gleichen Ergebnisse deuten auf eine zuverlässige Detektorsimulation hin und lassen die Energiekalibration verlässlich erscheinen.

### 3.3.2 Rekonstruktionsprogramm *KRETA*

Das Rekonstruktionsprogramm *KRETA* kann man vereinfacht als ein Paket von Algorithmen zur Bestimmung physikalischer Observablen betrachten. Dazu werden die Rekonstruktions- und Analysealgorithmen in gleicher Weise auf die Simulations- und die Meßdaten angewandt, um systematische Fehler möglichst zu minimieren. *KRETA* vereinigt alle Detektorkomponenten von *KASCADE* und liefert in den Standardanalysen zur Auswertung der Daten aus den deponierten Energien und Ankunftszeiten in den jeweiligen Detektoren physikalische Observable. Darüber hinaus hat jeder Benutzer die Möglichkeit eigene Routinen für detaillierte Untersuchungen einzubauen.

Jede Detektorkomponente wird von speziellen Routinen ausgewertet. Mit letzteren wird unter anderem die Lage des Schauerkerns, der Auftreffort und der Einfallswinkel, die Anzahl und die Energie der Teilchen uvm. bestimmt. Zur Rekonstruktion der einzelnen Hadronen bzw. der Hadronspuren im Kalorimeter existieren zwei verschiedene Routinen, die für unterschiedliche Untersuchungen und Fragestellungen konzipiert worden sind. Dabei handelt es sich zum einen um einen Programmcode (CORE-Algorithmus bezeichnet), der für die allgemeine Hadronrekonstruktion, insbesondere für die Untersuchung und Trennung einzelner Hadronspuren in Kernen ausgedehnter Luftschauer ausgelegt ist (Abb. 3.2 oben rechts und unten). Er wurde von J. Unger [Ung97] entwickelt und ist optimiert für die bestmögliche Trennung einzelner Hadronspuren in Schauerkernen mit hohen Hadronendichten. So erlaubt er die Unterscheidung verschiedener Hadronen im Abstand von 40 cm mit einer Wahrscheinlichkeit von 50%. Die Energieauflösung einzelner Hadronen verbessert sich von  $\sigma_E/E \approx 35\%$  bei 50 GeV auf 15% bei 10 TeV. Die Rekonstruktionseffizienz liegt bei 50 GeV bei 70% und steigt nahezu auf 100% oberhalb von 200 GeV. Die Ortsauflösung, der mittlere Abstand zwischen rekonstruierter und wahrer Spur, liegt bei 15 bzw. 10 cm bei 50 bzw. 300 GeV. Bei 50 GeV hat man eine Winkelauflösung von  $11^\circ$ , die sich oberhalb von 300 GeV auf  $6^\circ$  verbessert. (Alle Werte sind [Mil02(Kap.3.3.1.1.)] entnommen).

In der vorliegenden Arbeit kommt dieser Algorithmus nicht zum Einsatz. Auf seine Funktionsweise wird darum im Weiteren auch nicht näher eingegangen.

Die zweite Methode zur Rekonstruktion von Hadronen genannt *SHARK*<sup>12</sup> basiert auf einem Algorithmus von H.-H. Mielke [Mie94, Mie96]. *SHARK* dient zur Rekonstruktion einzelner Hadronen (Abb. 3.2 oben links) und ist darauf optimiert, Hadronspuren mit hoher Energie- und guter Orts- und Winkelauflösung zu rekonstruieren. Dieser Algorithmus wurde für Ereignisse mit geringer Hadronendichte optimiert. Näheres zu diesem Algorithmus kann sowohl bei [Mie96] als auch bei [Mil98] gefunden werden. Diese Routine wird in dieser Arbeit verwendet und soll darum im Folgenden eingehender beschrieben werden.

<sup>12</sup>Single HAdron Reconstruction for KASCADE

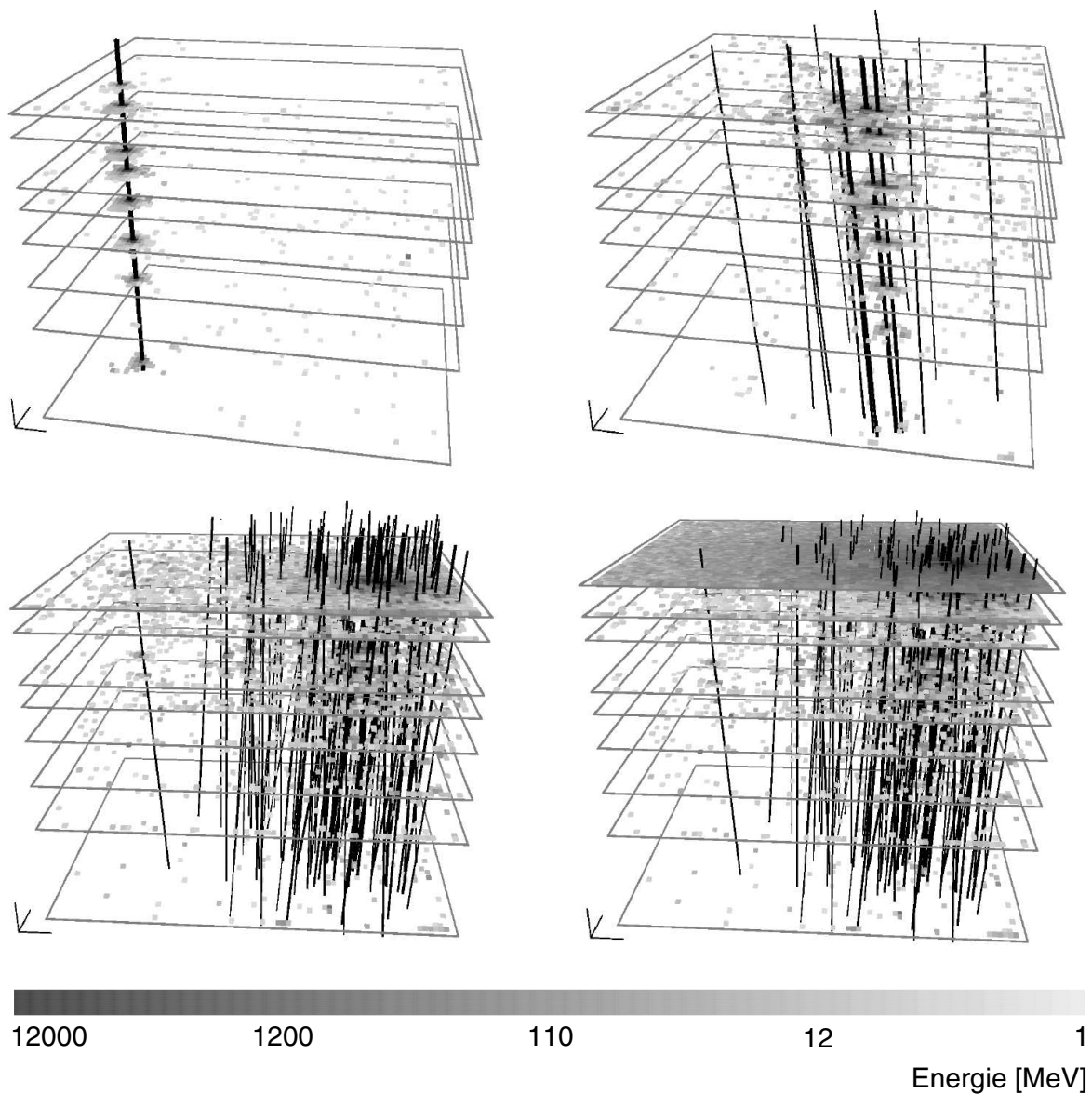


Abbildung 3.2: **Hadronenschauer im Kalorimeter**

Abgebildet sind verschiedene Hadronenschauer im Kalorimeter und die rekonstruierten Hadronenspuren. Oben links wird ein *unbegleitetes Hadron* rekonstruiert; oben rechts ein durchschnittliches Ereignis mit einigen Spuren. Unten ist ein Schauer mit extrem hoher Hadronendichte dargestellt. Links sieht man die acht Kalorimeterebenen wie in den Abbildungen darüber; rechts mit den zusätzlichen Informationen aus der Toplage. Die Energie pro Kanal ist in Graustufen in einer logarithmischen Skala kodiert.

### Hadronenrekonstruktionsalgorithmus SHARK

Bevor *KRETA* die Daten mit dem Algorithmus *SHARK* untersucht, werden die Meßdaten und die Simulationsdaten aufgearbeitet. Die gemessenen Signale werden zu Beginn der Datenanalyse in deponierte Energien mit Hilfe der zuvor erwähnten Kalibrationen umgerechnet. Defekte Kanäle<sup>13</sup> werden in der Analyse berücksichtigt und im Voraus anhand einer Datenbank (HEPDB<sup>14</sup> [HEPDB94]) aussortiert. Zur Korrektur dieser Kanäle weist *KRETA* ihnen den Mittelwert der acht umliegenden Kanäle zu, sofern diese nicht defekt waren. Das gleiche Verfahren wird auch

<sup>13</sup>Die maximale Anzahl defekter Kanäle lag im ungünstigsten Fall bei 0,5%.

<sup>14</sup>High Energy Physics Database

auf sehr stark rauschende Kanäle angewandt. Des Weiteren gibt es eine kleine Anzahl nur zeitweise rauschender Kanäle. Sie sind mittels einer Datenbank schwer zu erfassen. Darum wird eine allgemeine Prüfung aller Kanäle mit mehr als 50 MeV deponierter Energie durchgeführt. Sollte die mittlere Energie der umliegenden Kanäle dieser Ebene und der Nachbarebenen darüber und darunter kleiner sein als es dem mittleren Rauschen entsprechen würde, wird der Kanal als rauschend klassifiziert und so korrigiert als sei er defekt [Hol98].

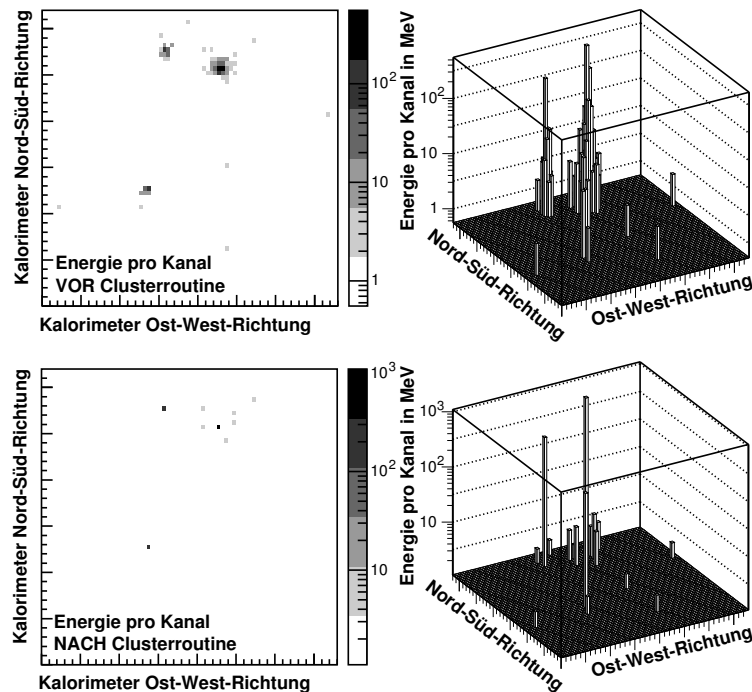


Abbildung 3.3: **Beispiel des Clusters der deponierten Energie in einer Ebene**

Dargestellt sind die Energieeinträge pro Kanal in einer Detektorebene vor (oben) und nach (unten) der “Clusterroutine”.

füllt sein:

1. Eine rekonstruierte Hadronspur muß aus mindestens vier Energieclustern bestehen.
2. In den oberen drei Ebenen müssen Energiecluster gefunden werden, ebenso wie in der vierten oder fünften Ebene.
3. Jedes an der Spursuche beteiligte Energiecluster hat einen Mindestwert von 10 MeV aufzuweisen.
4. Kein Cluster darf mehr als 80% der Energiesumme aller zu einer Spur gehörenden Cluster besitzen.  
(Damit unterdrückt man strahlende Myonen, die andernfalls als Hadronen interpretiert werden könnten.)

Wenn die Energiecluster in einem Ereignis alle Bedingungen erfüllen, wird die rekonstruierte Teilchenspur akzeptiert und als Hadron interpretiert. Im Anschluß daran werden mittels Bestimmung von Energieschwerpunkten die Schauerrichtung und der Auftreffort genauer bestimmt. Abschließend wird dem rekonstruierten Hadron noch eine Teilchenenergie zugewiesen. Dafür benutzt man die gewichtete Energiesumme, die das Integral über die longitudinale Energieverteilung im Kalorimeter bildet und der im Kalorimeter deponierten Energie entspricht. Aus einzelnen, simulierten Teilchen im Kalorimeter (Detektorsimulation mit *CRES*) läßt sich die Umrechnung aus gewichteter Energie in reale Teilchenenergie gewinnen. Dazu wurde auf vorhandene Simulationen und auf Funktionen zur Umrechnung zurückgegriffen [Woc00]. Danach werden die Energien eines rekonstruierten Hadrons von den Gesamtenergien (pro Ebene und Cluster) abgezogen und nach weiteren koinzidenten Hadronen gesucht. Dieser Prozeß wiederholt sich so lange, bis entweder mindestens 96% der Gesamtenergie Hadronspuren

Zu Beginn des *SHARK* Algorithmus werden die deponierten Energien innerhalb jeder Detektorlage zu lokalen “Clustern” zusammengefaßt. Sinn und Zweck dieses Verfahrens ist es, die beim Luftschauder auf die einzelnen Detektorkanäle großflächig verteilte Energie in Kanälen mit lokalen Maxima zu bündeln, um sie so deutlicher vom Rauschen der anderen Kanäle unterscheiden zu können. In einem mehrstufigen Prozeß sammeln Kanäle mit einem lokalen Maximum die Energieeinträge der umliegenden Kanäle<sup>15</sup> auf (siehe Abb. 3.3). Als Ergebnis des “Clusterns” verbleiben weniger Kanäle mit mehr deponierter Energie pro Kanal. Damit ist es leichter aus den einzelnen Energieclustern in jeder Kalorimeterebene Teilchenspuren zu rekonstruieren und diese dann einem Hadron zuzuweisen.

Um durch einzelne Energiecluster im Detektor eine Hadronspur zu legen, haben diese einem gültigen Muster zu genügen. Ausgehend von den Detektoren der Triggerebene müssen folgende Bedingungen er-

<sup>15</sup>Die genaue Anzahl ist optional einstellbar.

zugeordnet wurde oder bis die verbleibende Restenergie unter 200 MeV liegt.

Die Rekonstruktionsergebnisse von *SHARK* und die Eigenschaften des Algorithmus der Single-Hadron-Rekonstruktion werden im Kapitel 3.3.3 detailliert untersucht und beschrieben.

### 3.3.3 Simulationsrechnungen

Zur Analyse der Meßdaten sind umfangreiche Luftschauersimulationen notwendig. Aus diesem Grund wurde eine Vielzahl an unterschiedlichen Simulationsrechnungen durchgeführt. Außerdem wurden Detektorsimulationen zur Energiekalibration und zur Bestimmung von Trigger- und Rekonstruktionseffizienzen benötigt. Dabei hat man die Möglichkeit eine genaue Anzahl an wohldefinierten Teilchen in der Detektorsimulation an einer bestimmten Position im Kalorimeter zu simulieren und die Detektorantwort abzufragen. Man benötigt keine Luftschauersimulationen als *Input* für die Detektorsimulation. Zur Untersuchung von Detektoreigenschaften und Detektorantworten wurden zwischen einem und drei Teilchen<sup>16</sup> bei jeweils unterschiedlichem Abstand zueinander auf die Detektorfläche zufällig verteilt simuliert und die Detektorantwort untersucht.

Eine Übersicht über die in der Analyse benutzten Monte Carlo Rechnungen und Simulationsprogramme wird im Folgenden gegeben:

#### Luftschauersimulationen

Die Simulation der Schauerentwicklung in der Atmosphäre wurde mit dem Programm *CORSIKA* Version 6.014 durchgeführt. Als hadronisches Wechselwirkungsmodell wurde aus Zeitgründen ausschließlich QGSJET 01 verwandt. Für die Simulation des Niederenergiebereichs unter 80 GeV kam das Modell *GHEISHA* zum Einsatz. allzu ferner Zukunft das Modell *GHEISHA* durch zukünftig die Modelle für den Niederenergiebereich Die elektromagnetische Komponente wird mit der Option EGS4 untersucht, bei der alle Teilchen einzeln durch die Atmosphäre hindurch verfolgt werden. Die Energieschwellen, für die die Teilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre exakt durchgerechnet werden, liegen für Hadronen und Myonen bei 100 MeV und für Elektronen und Photonen bei 3 MeV.

Die für diese Arbeit notwendige Anzahl an durchzuführenden Simulationsrechnungen und das notwendige Energieintervall wurde mit älteren Simulationsdaten abgeschätzt. Dazu wurde auf einen existierenden Datensatz zurückgegriffen, der für protoneninduzierte Schauer ab Energien von 316 GeV vorhanden war. Diese Daten wurden mit dem Algorithmus *SHARK* in *KRETA* analysiert und auf *single hadrons* hin untersucht.

Diese und andere Untersuchungen haben die Parameter und Randbedingungen für die neu zu erstellenden Luftschauersimulationen festgelegt. Simuliert wurden die Flüsse zwischen 100 GeV und 10 PeV der Primärteilchen Proton, Helium, Sauerstoff und Eisen mit Zenitwinkelverteilungen zwischen 0° und 30°. Die jeweiligen spektralen Indizes der verschiedenen Elemente wurden aus einer Arbeit von B. Wiebel [Wie94] entnommen. Des Weiteren wurde die Anzahl der simulierten Protonenschauer im ersten Energieintervall<sup>17</sup> [100 GeV, 316 GeV] vorgegeben. Sie wurde auf 3,2 Milliarden Ereignisse festgelegt. Die Zahl ergibt sich aus der Tatsache, daß auch bei größeren

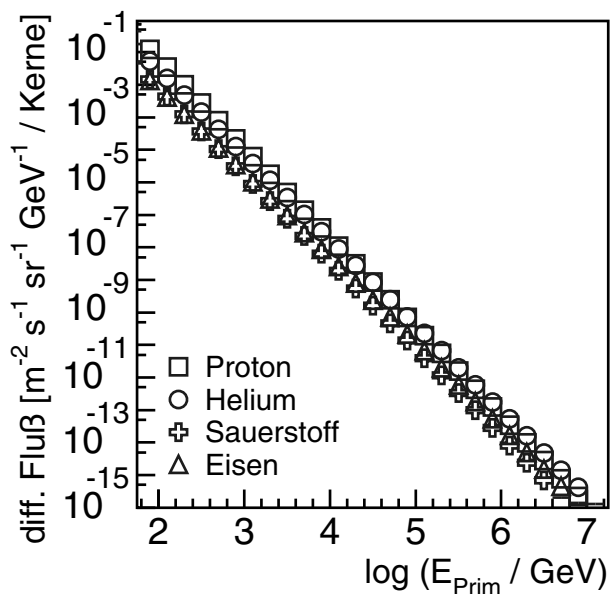


Abbildung 3.4: **Differenzieller Fluß der simulierten Elemente nach einer Arbeit von Wiebel**

<sup>16</sup>Die Art der Teilchen wurde mit einem Zufallsgenerator bestimmt. Zur Auswahl standen Protonen, Neutronen, Pionen ( $\pi^+$ ) und Myonen.

<sup>17</sup>Die Energieintervalle wurden so gewählt, daß die Energien sich jeweils im Logarithmus um 0,5 unterscheiden :  $\lg(E_{max}/GeV) - \lg(E_{min}/GeV) = 0,5$ .

Energien noch eine statistisch vernünftige Anzahl Ereignisse zur Analyse vorhanden sein sollte. Jeder *CORSIKA* Schauer wird dreimal in *CRES* verwendet, d.h. der gleiche Schauer wird dreimal zufällig irgendwo auf die Fläche des Kalorimeters  $\pm 2$  Meter gewürfelt und mit der Detektorsimulation analysiert. Im letzten simulierten Energieintervall<sup>18</sup> von [1 PeV , 3,2 PeV] wurden noch 317 Schauer mit *CORSIKA* simuliert. Nach der dreifachen Detektorsimulation ergeben sich rund 950 Schauer die mit *KRETA* bzw. *SHARK* analysiert werden können. Bei der abgeschätzten Anzahl an *unbegleiteten Hadronen* von etwa 10% in diesem Energiebereich sollten demnach knapp 100 *single hadrons* eine statistisch hinreichende Aussage erlauben. Die Zahl an zu simulierenden Luftschauern bei den anderen Primärteilchen folgen aus dem Verhältnis von Protonfluß zum jeweiligen Teilchenfluß entsprechend den direkten Messungen entsprechend der Zusammenstellung von B. Wiebel. Die zur Analyse benutzten simulierten Luftschauer der jeweiligen Elemente sind in Tabelle 3.1 in Abhängigkeit der Energieintervalle zur Übersicht zusammen gestellt. Die Zahl der simulierten Ereignisse würde einer Meßzeit von etwa 80 Tagen entsprechen. Wenn im Folgenden ganz allgemein von Simulationen die Rede ist, so bezieht sich dies auf die Schauer aus dieser Tabelle, solange nicht explizit von Modifikationen an dem Datensatz gesprochen wird. Die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Simulationen entsprechen allerdings nicht einem Drittel der tatsächlich durchgeführten *CORSIKA* Rechnungen. Während dies bei Protonen der Fall ist und auch bei Heliumkernen, wurde bei Sauerstoff- und Eisenkernen nur ein Teil der Schauer simuliert und diese dann entsprechend der benötigten Anzahl gewichtet. Einerseits geschah dies aus Zeitgründen, andererseits wurde zu Beginn der Arbeit auch der Einfluß von schweren Elementen auf den Anteil an gemessenen *unbegleiteten Hadronen* unterschätzt. Die Anzahl der gerechneten *CORSIKA* Schauer findet man in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Der differentielle Fluß  $\phi_0$  und der spektralen Index  $\gamma$  bei einem TeV wurden aus einer Arbeit von B. Wiebel [Wie94] entnommen. Dort sind folgende Werte angegeben:  
 $\phi_0^H = 10,91 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ,  $\phi_0^{He} = 6,6 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ,  
 $\phi_0^O = 1,57 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) und  $\phi_0^{Fe} = 1,78 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr)  
 $\gamma_H = 2,75$  ,  $\gamma_{He} = 2,62$  ,  $\gamma_O = 2,68$  und  $\gamma_{Fe} = 2,6$

lg(E/GeV)	H	He	O	Fe
2.0 - 2.5	9492 Mio	4241 Mio	1175 Mio	1097 Mio
2.5 - 3.0	1266 Mio	657 Mio	170 Mio	174 Mio
3.0 - 3.5	169 Mio	102 Mio	24,6 Mio	27,5 Mio
3.5 - 4.0	22,5 Mio	15,7 Mio	3,5 Mio	4,4 Mio
4.0 - 4.5	3 Mio	2,4 Mio	0,5 Mio	0,7 Mio
4.5 - 5.0	400540	377840	74144	109653
5.0 - 5.5	53419	58517	10717	17378
5.5 - 6.0	7125	9063	1549	2754
6.0 - 6.5	950	1404	224	436

Tabelle 3.1: **Übersicht über den für die folgende Analyse verwendeten Simulationsdatensatz**

Aufgelistet ist die Zahl der Schauer nach der Detektorsimulation *CRES*. Simuliert wurden Zenitwinkel zwischen 0° und 30°. Die jeweilige Zahl an Simulationen pro Energieintervall entspricht den Flüßsen direkter Meßwerte wie bei Wiebel angegeben [Wie94]. Allerdings wurde nicht die volle Zahl an Schauern simuliert, sondern ein kleinerer mit *CORSIKA* simulierten Datensatz (Tab. 3.2) wurde entsprechend gewichtet.

Um Rechenzeit und Plattenplatz während den Simulationen zu sparen, wurden nicht alle gerechneten Monte-Carlo Luftschauer mit der Detektorsimulation *CRES* untersucht. Dies ist auch nicht nötig, da fast jeder Schauer unterhalb von 1 TeV keine meßbaren Teilchen auf das Beobachtungsniveau der Detektoren bringt. Nur solche Ereignisse, die eine der folgenden Bedingungen erfüllen konnten, wurden eingehend untersucht :

- $N_{Hadron} \geq 1$  und  $E_{Hadron}^{max} \geq 20$  GeV
- $N_{Myon} \geq 1$  und  $E_{Myon} \geq 200$  GeV

Parallel zu den oben erwähnten Simulationsrechnungen wurden von der Kollaboration verschiedene weitere Simulationssätze für allgemeine Analysen durchgeführt. Ein Teil dieser Simulationen entspricht Konfigurationen,

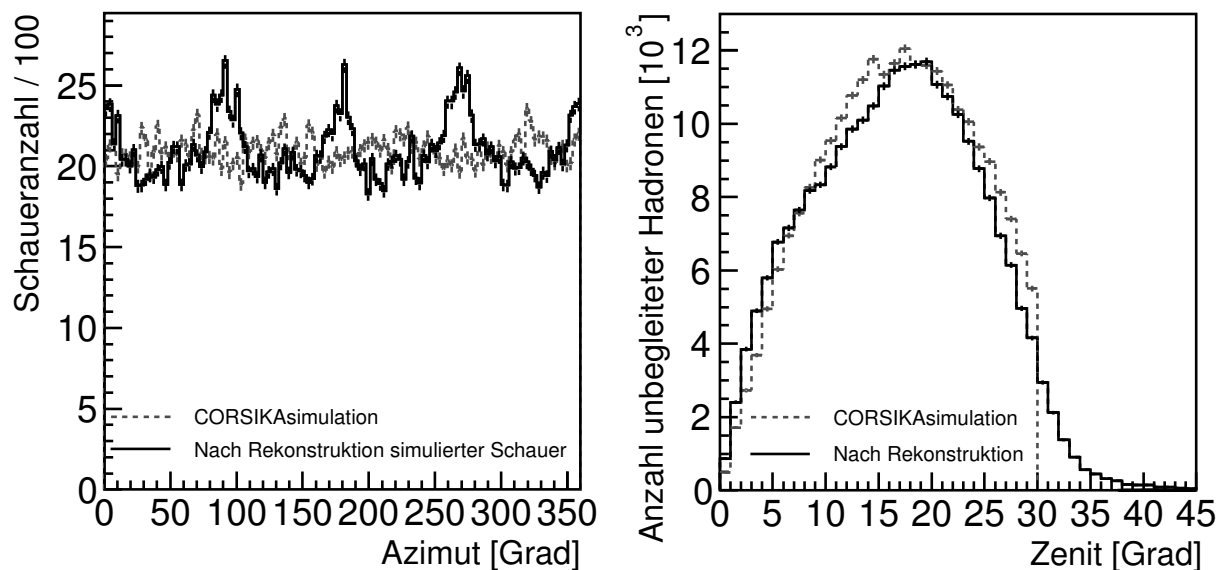
<sup>18</sup>Dabei handelt es sich um das letzte Energieintervall der Simulationen, das auch zur Analyse verwendet wurde. Es wurden noch weitere Energiebins simuliert, jedoch aufgrund der mangelnden Statistik nicht zur Analyse herangezogen. Um eine bessere Statistik bei größeren Energieintervallen zu bekommen, wurden andere Simulationsdaten in die Analyse einbezogen.

lg(E/GeV)	H	He	O	Fe
2.0 - 2.5	3164 Mio	1000 Mio	40 Mio	40 Mio
2.5 - 3.0	422 Mio	200 Mio	5 Mio	5 Mio
3.0 - 3.5	56,3 Mio	25 Mio	1 Mio	1 Mio
3.5 - 4.0	7,5 Mio	4 Mio	0,2 Mio	0,2 Mio
4.0 - 4.5	1 Mio	0,5 Mio	30000	30000
4.5 - 5.0	133500	100000	10000	10000
5.0 - 5.5	17800	15000	1200	1200
5.5 - 6.0	2375	2000	70	70
6.0 - 6.5	317	350	15	15

Tabelle 3.2: **Übersicht über die simulierten CORSIKA Schauer**

Diese Zahl an tatsächlich simulierten Luftschauern pro Energieintervall muß für die Analyse noch auf die nach direkten Messungen erwarteten Anzahl gewichtet werden (Tab. 3.1).

die es ermöglichen, sie auch für diese Arbeit zu nutzen und die Daten zusätzlich zu den vorhandenen Simulationsrechnungen aus Tabelle 3.2 zu verwenden. Die Simulationen wurden gleichfalls mit *CORSIKA* Version 6.014 und dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJET 01 erstellt. Für die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen kam das Modell *GHEISHA* zum Einsatz. Simuliert wurden Schauer zwischen  $0^\circ$  und  $42^\circ$ . Als Primärteilchen wurden Protonen und Kerne von Helium, Kohlenstoff, Silizium und Eisen ausgewählt. Der untersuchte Energiebereich lag zwischen  $10^{14}$  eV und  $10^{17}$  eV. Jeder *CORSIKA* Schauer wurde für eine *CRES* Simulation verwendet. Dabei wurde der Auftreffort des Schauer auf der Detektoroberfläche zufällig bestimmt und zwar so, daß sich die Schauerachse innerhalb der Ausdehnung des Kalorimeters  $\pm 2$  Meter befand. Der Unterschied zu den eigenen Simulationen liegt weniger in den unterschiedlichen Zenitwinkelbereichen, als vielmehr in der Anzahl der simulierten Ereignisse pro Energieintervall. Die Schauer wurden nämlich nicht mit dem "realen" spektralen Index  $\gamma$  zwischen 2,6 und 2,75 abhängig für die jeweiligen Primärteilchen erstellt, sondern mit einem konstanten, teilchenunabhängigen Spektralindex von  $\gamma = 2,0$ . Als Konsequenz daraus erwartet man für die Gesamtanzahl der simulierten Schauer in Abhängigkeit ihrer Primärenergien ein anderes Verhältnis, als dies bei einem spektralen Index von z.B. 2,7 der Fall wäre. Die Zahl der zu rechnenden Simulationen bei hohen Primärenergien ist bei einem spektralen Index von 2,0 deutlich größer als bei einem spektralen Index von 2,7. Nach der Fertigstellung beider Simulationssätze ergeben sich bei dem Simulationssatz mit  $\gamma = 2,0$  im

Abbildung 3.5: **Rekonstruierter Azimut und Zenitwinkel der Simulation**

Das Integral unter beiden Kurven ist gleich. Bei der Analyse wird später noch auf einen rekonstruierten Zenitwinkel von  $30^\circ$  geschnitten. In dieser Abbildung wurde darauf verzichtet, um zu sehen, welche Winkel rekonstruiert werden können.

Energieintervall [10 PeV , 32 PeV] 878 *CORSIKA* Schauer pro Primärteilchen. Dem gegenüber stehen 20 Schauer für alle Primärteilchen nach den Simulationsrechnungen mit dem “realen” spektralen Index  $\gamma$  ( $\gamma \approx 2.7$ ). Wie schon angedeutet sind für Aussagen im Kniebereich (pro bzw. kontra Protonknie, Knieposition, usw.) viele Schauer für eine gute Statistik notwendig. Um diese bis jetzt geringe Statistik des vorhandenen Datensatzes deutlich zu verbessern, wurde ein Simulationssatz der Kollaboration entsprechend den Anforderungen auf einen realen Spektralindex (s. S. 33) gewichtet und anschließend zu diesem Simulationssatz hinzugefügt. Der Simulationssatz in Tabelle 3.1 ist das gewichtete Resultat beider Simulationssätze. Tabelle 3.2 stellt demgegenüber eine Übersicht über die im einzelnen durchgeführten *CORSIKA* Rechnungen dar.

Die mit dem SHARK Algorithmus rekonstruierten Azimut und Zenitwinkel werden in Abbildung 3.5 mit den *CORSIKA* Informationen verglichen. Man sieht, daß der Azimut in den Simulationen etwa gleichverteilt ist. Dies erwartet man auch, da die Einfallrichtung des Schauers zufällig zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  gewählt wurde. Nach der Rekonstruktion mit *KRETA* verschwindet diese Gleichverteilung und vier deutlich erhöhte Maxima treten zum Vorschein. Diese Erhöhungen basieren auf dem Rekonstruktionsalgorithmus und werden durch die rechteckige Struktur der Elektroden des Kalorimeters verursacht. SHARK bevorzugt bei der Rekonstruktion von *unbegleiteten Hadronen* Ereignisse entlang der Kalorimeterachsen. Das heißt aber nicht, daß Schauer aus bestimmten Richtungen effizienter rekonstruiert werden, sondern SHARK “verzieht” den rekonstruierten Winkel. Dies wird durch den Rekonstruktionsalgorithmus und die rechteckige Form des Detektors hervorgerufen. Die Selektion auf 4 Spurpunkte in einer Ebene bevorzugt Ereignisse entlang der Kalorimeterachse. Dieser Effekt ist gleichermaßen auch in den Meßdaten zu sehen (Abb. 3.6 links). Im Bild rechts der Abbildung 3.5 sind die rekonstruierten Zenitwinkel aufgetragen. Auch hier wird die *CORSIKA* Information mit den Daten nach der Rekonstruktion verglichen. Die Verteilungen haben etwa die gleich Form, allerdings läßt sich in der Kurve der Rekonstruktion eine leichte “Schulter” zwischen  $5^\circ$  und  $10^\circ$  erkennen. Dieser Effekt beruht auf dem SHARK Algorithmus und der  $25 \cdot 25 \text{ cm}^2$  großen Segmentierung der Auslese. Die leicht unterschiedliche Form der Kurven läßt sich mit dem Suchalgorithmus erklären und ist also ein verstandener Effekt. Fliegt ein Teilchen z. B. durch eine Kammer und deponiert dort Energie, so wird unabhängig von der Position des Teilchens in der  $25 \cdot 25 \text{ cm}^2$  großen Kammer die Energie immer dem Mittelpunkt zugeordnet. Da der SHARK-Algorithmus in den obersten drei Ebenen zur Rekonstruktion eines *unbegleiteten Hadrons* einen Energiedeposit fordert, werden die rekonstruierten Winkel bis zu einer bestimmten Grenze immer kleineren Werten zugeordnet.

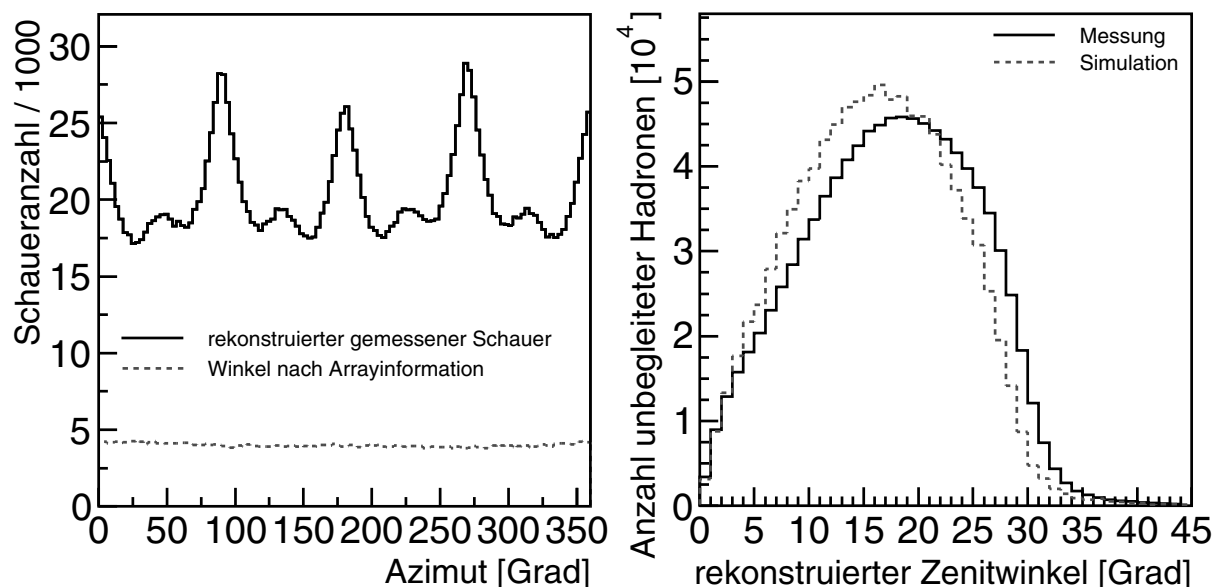


Abbildung 3.6: **Rekonstruierter Azimut und Zenitwinkel der unbegleiteten Hadronen**

Die Struktur im rekonstruierten Azimut ist auf den Rekonstruktionsalgorithmus zurück zu führen. Das Array rekonstruiert die Schauer aus jeder Richtung gleich oft. Die Zenitwinkelverteilung der Messung und der Simulation sind sich ähnlich.

Abbildung 3.6 zeigt die rekonstruierte Winkelverteilung der gemessenen *unbegleiteten Hadronen*. Die Azimutverteilung ist im linken Teilbild, die Zenitwinkelverteilung im rechten Teilbild zu sehen. Wie im rekonstruierten



Azimut der Simulationen (Abb. 3.5) sind die vier Maxima durch den Rekonstruktionsalgorithmus SHARK bedingt. Trägt man den Einfallswinkel des Schauers auf, den das Array bei diesen *single hadron* Ereignissen bestimmt, wird eine annähernd perfekte Gleichverteilung sichtbar. Die untersuchten Luftschauer kommen aus allen Richtungen gleich häufig<sup>19</sup>.

Die Zenitwinkelverteilung der Meßdaten verglichen mit der Verteilung aus den Simulationsrechnungen zeigt einen ähnlichen Verlauf, wie im Graph von Abbildung 3.6 zu sehen. Allerdings liegt das Maximum des rekonstruierten Zenitwinkels etwas weiter bei größeren Werten als dies bei den Simulationen der Fall ist. Das Simulationsprogramm *CORSIKA* bestimmt einen zufälligen Zenitwinkel innerhalb der angegebenen Grenzen von 0° und 30°. Allerdings weicht diese Verteilung etwas von der "wahren" Verteilung in den Meßdaten ab.

### Detektorsimulationen

Die Detektorsimulation mit *CRES* bietet nicht nur die Möglichkeit, die Daten eines Luftschauers weiter zu verarbeiten, sondern es lassen sich auch einzelne Teilchen<sup>20</sup> im Detektor simulieren und die Detektorantwort bezüglich dieses Ereignisses analysieren (siehe S. 33). Mit Hilfe dieser so erstellten Rechnungen bekommt man ein besseres Verständnis für den Zusammenhang zwischen tatsächlich simulierten Ereignissen mit definierten und bekannten Anfangseigenschaften und den daraus simulierten Detektorantworten. Mit Hilfe des Rekonstruktionsprogramms *KRETA* läßt sich die Güte der Rekonstruktion durch den Vergleich von Simulation zu Rekonstruktion testen. Vor allem für Untersuchungen bestimmter Rekonstruktionseigenschaften sind die Simulationen einzelner Teilchen sehr nützlich; für die Frage, ab welchem Abstand man Hadronen einer bestimmten Energie im Kalorimeter mit den Rekonstruktionsalgorithmen noch trennen kann, ebenso wie für die Auswertungen hinsichtlich der Trigger- und Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit von Einfallswinkel, Teilchenart und Teilchenenergie.

---

<sup>19</sup>Nicht bei allen vom Kalorimeter gemessenen Ereignissen liefert auch das Array Informationen über diesen Schauer. Aus diesem Grund ergibt das Integral beider Verteilungen nicht die selbe Schaueranzahl.

<sup>20</sup>Die Energie, der Einfallswinkel, die Art des Teilchen uvm.



# Kapitel 4

## Detektorstudien

Die Simulationen sind – wie zuvor beschrieben – in zwei Schritte gegliedert. Zum einen werden die Ergebnisse der simulierten Luftschauer nach ihrer Rekonstruktion mit *KRETA* untersucht. Zum anderen werden einzelne Teilchen mit vorgegebenen Anfangsbedingungen im Kalorimeter simuliert, um zu testen, wie effizient die Rekonstruktion ist bzw. wie gut die Detektorsimulation und die Analyse funktionieren. Die resultierenden Ergebnisse der Detektorsimulation werden mit den bekannten Startparametern (Energie, Teilchenart und -zahl, Einfallswinkel, u.ä.) verglichen und somit die Güte der Rekonstruktion überprüft.

In diesem Kapitel werden einige Ergebnisse der Detektoranalyse, sowie bestimmte Rekonstruktionseigenschaften vorgestellt.

### 4.1 Triggereffizienz und Effizienz der Rekonstruktion

In einem ersten Schritt wurden jeweils einzelne Teilchen auf eine Kreisfläche mit 5 Meter Radius um den Kalorimetermittelpunkt zufällig verteilt simuliert. Dabei wurden sowohl Protonen und Neutronen, als auch positiv geladene Pionen mit einer Energie zwischen 100 GeV und 150 TeV, sowie mit 5 verschiedenen Einfallswinkel als Anfangsparameter zufällig ausgewählt und im Detektor simuliert.

Die unterschiedlichen Effizienzen sind in Abbildung 4.1 über der Hadronenergie aufgetragen. Man erhält sie aus Simulationsrechnungen. Im Einzelnen ist oben links die Triggereffizienz, oben rechts die Rekonstruktionseffizienz und unten links die Gesamteffizienz, d.h. Trigger- und Rekonstruktionseffizienz, für vier verschiedene Einfallswinkel dargestellt. Der Graph rechts unten zeigt ebenfalls die Gesamteffizienz über der Hadronenergie, allerdings nicht für verschiedene Einfallswinkel, sondern für unterschiedliche Teilchensorten.

Die Triggereffizienz ergibt sich aus der Anzahl simulierter Teilchen, die einen Trigger, d.h. eine Messung im Detektor auslösen, zu der Gesamtzahl aller simulierten Ereignisse für die jeweilige Hadronenergie. Entsprechend spiegelt die Rekonstruktionseffizienz das Verhältnis zwischen rekonstruierten, *unbegleiteten Teilchen* und der Gesamtzahl aller simulierten Teilchen wieder. Bei der Gesamteffizienz müssen beide Bedingungen erfüllt sein.

Hauptsächliche Relevanz für die Analyse hat die Gesamteffizienz. Zwischen senkrechtem Einfall und einem Zenitwinkel von  $30^\circ$  zeigen die einzelnen Kurven kaum eine Abweichung. Protonen und Neutronen liefern exakt die gleichen Werte für die Effizienzen. Dagegen fallen sie bei geladenen Pionen zwischen 3% und 10% geringer aus. Für einen mittleren Einfallswinkel um  $20^\circ$ , was am häufigsten in der Natur, also in den Meßdaten, vorkommt, und für einen Mittelwert aus den Proton-, Neutron- und Pion-Untersuchungsergebnissen erhält man für die Gesamteffizienz folgende Werte: Bei einer Hadronenergie von 100 GeV liegt die Trigger- und Rekonstruktionseffizienz um die 30%. Bis 500 GeV steigt sie schnell auf knapp 70% an. Danach verlangsamt sich der Anstieg deutlich. Bei 1 TeV liegt die Gesamteffizienz etwas unterhalb von 80% und wächst dann näherungsweise linear auf ihren Maximalwert von rund 95% bei einer Hadronenergie von zirka 50 TeV – siehe dazu die unteren Graphen in Abbildung 4.1.

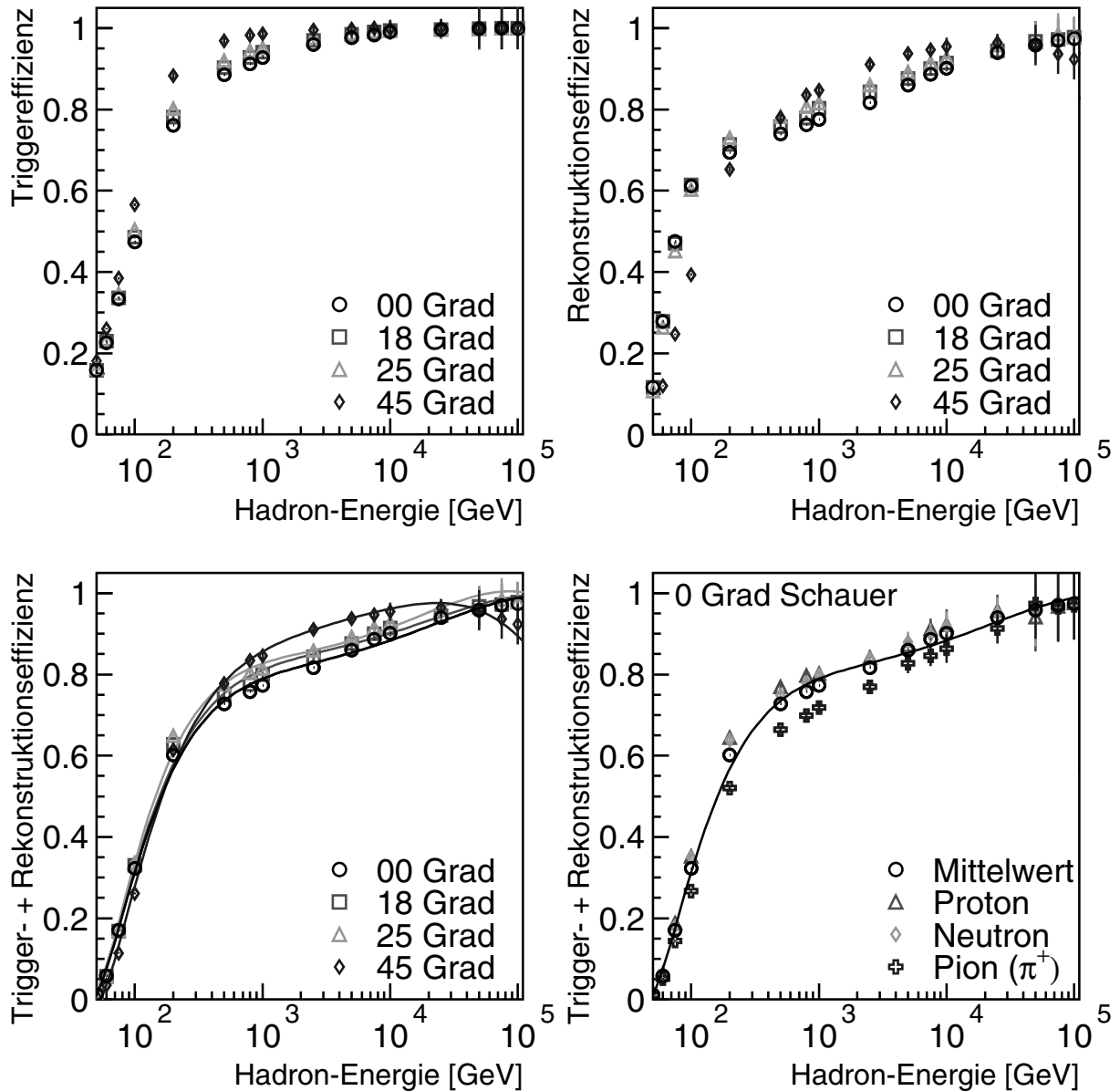


Abbildung 4.1: **Trigger- und Rekonstruktionseffizienz**

Die unterschiedlichen Effizienzen sind als Funktion der Hadronenergie  $E_{Hadr}$  dargestellt. Oben ist links die Triggereffizienz und rechts die Rekonstruktionseffizienz für ein unbegleitetes Teilchen in Abhängigkeit des Einfallswinkels zu sehen. In der unteren Bildhälfte sieht man beide Male die Gesamteffizienz dargestellt. Im linken Graph für verschiedene Winkel, im rechten Bild für unterschiedliche Teilchensorten.

Die durchgezogenen Kurven in den unteren beiden Bildern sind lediglich angepaßte Funktionen an die Datenpunkte und dienen zur besseren Übersicht, sie haben keine physikalische Bedeutung.

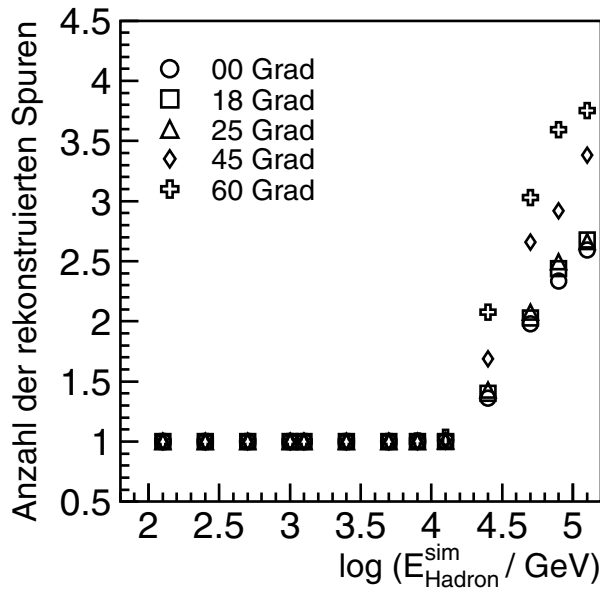


Abbildung 4.2: **Detektorantwort bei simulierten, einzelnen Teilchen**  
 Einzelne Hadronen mit unterschiedlicher Energie wurden im Kalorimeter simuliert und die Anzahl der rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit der Hadronenergie für verschiedene Einfallswinkel der Teilchen untersucht.

## 4.2 Zahl der rekonstruierten Spuren im Detektor

Die Anzahl der rekonstruierten Spuren ist in Abbildung 4.2 als Funktion der Hadronenergie für verschiedene diskrete Einfallswinkel aufgetragen. Für Energien zwischen 100 GeV und 150 TeV wurden jeweils einzelne Teilchen simuliert. Bis zu Energien von 15 TeV wird erwartungsgemäß nur jeweils eine Spur rekonstruiert. Bei höheren Hadronenergien wird auch in größeren Entfernungen von der Hadronspur noch nennenswert Energie deponiert und man rekonstruiert mehr Hadronen<sup>1</sup>. Allerdings wird sich später, im Hadronspektrum der Simulationen in Abbildung 5.3 und im gemessenen Hadronspektrum in Abbildung 5.5 zeigen, daß weniger als 0,1% der gemessenen *unbegleiteten Hadronen* von Primärteilchen stammen, die beim Auftreffen auf das Kalorimeter noch mehr als 10 TeV Energie besitzen. Insofern kann dieser Fehler bei der Auswertung dieser Arbeit vernachlässigt werden, den einzelnen Teilchen in der Analyse fälschlicherweise machen, wenn zwei oder mehr Hadronen rekonstruiert bzw. so fehlinterpretiert werden. Man mißt somit eine zu geringe Zahl an *unbegleiteten Hadronen*.

Der gegenteilige Effekt, also daß von mehreren Hadronen im Kalorimeter nur eines rekonstruiert wird, ist aufwendiger zu untersuchen. Simuliert man zwei oder mehr Teilchen gleichzeitig im Kalorimeter, muß man sie auch hinsichtlich ihrer jeweiligen Energie und dem Verhältnis der Energien zueinander untersuchen. Außerdem hängt die Rekonstruktionseffizienz für ein oder zwei Hadronen maßgeblich vom Abstand der beiden Teilchen zueinander ab. Zuletzt bleibt noch zu untersuchen, ob es einen Unterschied macht, wenn es sich bei den beiden Teilchen um Protonen, Neutronen, Pionen oder eine Mischung aus zwei Teilchensorten handelt. Zu diesem Zweck wurden in einem zweiten Schritt jeweils zwei Teilchen simuliert, die zufällig auf die Kalorimeterfläche verteilt wurden. Das Teilchen ist mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils einem Drittel ein Proton, ein Neutron oder ein Pion. Wie im ersten Simulationssatz auch, wurden die Teilchen auf einer Kreisfläche mit dem Radius von 5 Meter in die oberste Ebene des Kalorimeters "eingeschossen" und simuliert. Die Energie wurde für jedes Teilchen zufällig zwischen 50 GeV und 150 TeV bestimmt. Die Analyse wurde wiederum für 5 mögliche Einfallswinkel (0°, 18°, 25°, 45° und 60°) durchgeführt.

Unter Berücksichtigung der eben diskutierten Trigger- und Rekonstruktionseffizienz (siehe Abb. 4.1) des Detektors sind zwei Hadronen unterschiedlicher Energie und Abstände zueinander untersucht worden. In Abbildung 4.3 sind einige Diagramme exemplarisch für viele verschiedene Analysen zusammengestellt. In der Abbildung oben rechts sieht man die Anzahl der rekonstruierten Spuren über der Hadronenergie des höchstenergetischeren der beiden Teilchen aufgetragen. Zum einen für Schauer, bei denen der Abstand beider Hadronen mehr als 2,5 m betrug, zum anderen für Ereignisse mit einem jeweiligen Hadronenabstand unter 1,5 m. In diesem Fall handelt es sich um Teilchen mit einem Einfallswinkel von genau 18°. Es ist deutlich zu erkennen, daß über alle Energieintervalle hinweg bei kleinen Hadronenabständen seltener eine zweite Hadronenspur von SHARK rekonstruiert wird. Auch hier wurden exemplarisch wieder nur die Schauer mit 18°-Einfallswinkel gezeigt; für andere Winkel erhält man

<sup>1</sup>Es wurden nur solche Schauer in die Abbildung aufgenommen, bei denen der Rekonstruktionsalgorithmus mindestens eine Spur bestimmen konnte. Andernfalls würde die mittlere Anzahl der rekonstruierten Schauern gerade bei kleinen Energien unterhalb von 1 liegen, da die Rekonstruktionseffizienz des SHARK-Algorithmus bzw. die Triggereffizienz deutlich kleiner ist als 100%.

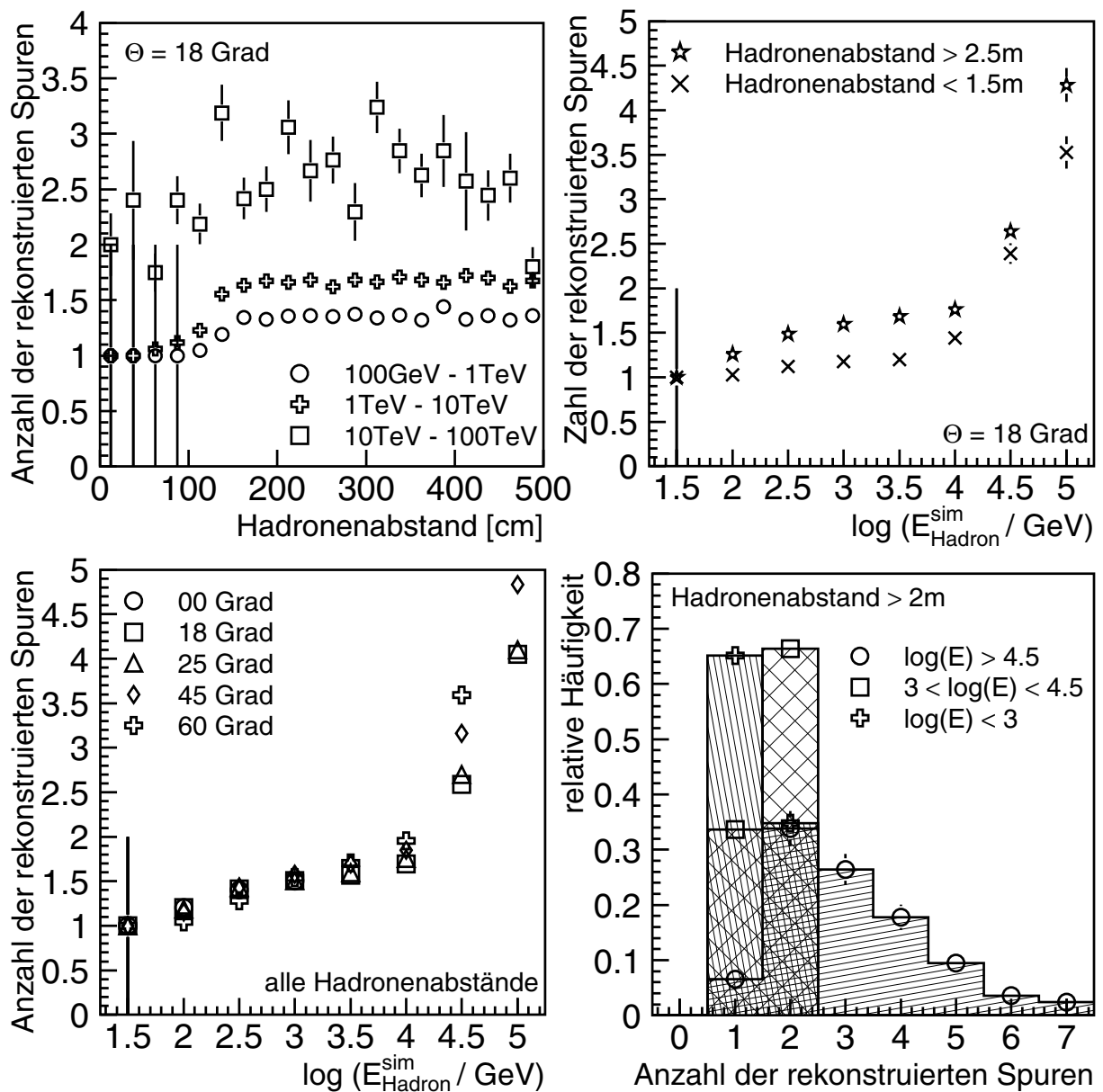


Abbildung 4.3: **Zwei Teilchen im Kalorimeter**

Der Rekonstruktionsalgorithmus SHARK wird auf sein Verhalten bei zwei Schauerteilchen im Kalorimeter getestet. In den 4 Abbildungen sind nur solche Ereignisse aufgenommen, bei denen mindestens eine Spur im Detektor rekonstruiert worden ist.

Im Graph links oben ist die Anzahl der rekonstruierten Spuren über dem Abstand beider Hadronen dargestellt; rechts daneben über der simulierten Hadronenergie für zwei unterschiedliche Hadronenabstände. Das Bild unten links zeigt die Zahl der rekonstruierten Spuren als Funktion der simulierten Hadronenergie für unterschiedliche, diskrete Einfallswinkel. Die relativen Häufigkeiten der einzelnen, rekonstruierten Spuren bei Simulationen mit einem minimalen Hadronenabstand von 2 m sind im rechten, unteren Teilbild zu sehen. Die Ereignisse wurden in drei Energieintervalle unterteilt.

ein ähnliches Bild – zu sehen im unteren linken Graphen. In dieser Darstellung ist über alle Hadronenabstände gemittelt worden. Die Rekonstruktion der Schauer ist für Energien bis zu 10 TeV winkelunabhängig, bei Energien über 10 TeV liefern große Zenitwinkel mehr Spuren. Bis zu  $30^\circ$  jedoch zeigen die Schauer bis hin zu über 100 TeV die gleichen Resultate. Da die spätere Analyse nur Schauer bis  $30^\circ$  berücksichtigt, wurde die Diskrepanz bei großen Winkeln und bei großen Hadronenergien nicht weiter untersucht. Auch in dieser Abbildung sind lediglich statistische Fehler eingezeichnet.

Das Bild unten rechts zeigt die relative Häufigkeit der Spuranzahl. Bei Schauern mit Energien über 30 TeV liegt die Wahrscheinlichkeit genau eine Spur zu rekonstruieren im einstelligen Prozentbereich und ist damit, auch aufgrund der Seltenheit solcher Ereignisse, zu vernachlässigen. Anders dagegen verhält es sich mit Schauern im Energiebereich zwischen 1 und 30 TeV und mit Schauern unterhalb von einem TeV. Dort liegt die Wahrscheinlichkeit einer Fehlrekonstruktion als *unbegleitetes Hadron* bei rund 35% bzw. bei etwa 65%. Nach Abb. 5.3 stammen rund 90% aller gemessenen *single hadrons* von Hadronen mit Energien unterhalb von einem TeV; fast 100% von Hadronen mit Energien unterhalb von 30 TeV.

Die rekonstruierten Hadronen wurden in Abhängigkeit des höchstenergetischeren der beiden Hadronen in drei Energiebereiche eingeteilt (Abb. 4.3 oben und links unten). Notwendige Bedingung für die Rekonstruktion eines *unbegleiteten Teilchens* war hier, wie auch in den drei anderen Bildern, daß eine oder mehrere Hadronspuren von SHARK-Algorithmus rekonstruiert werden konnten. Nur solche Ereignisse wurden in die Abbildungen aufgenommen. Es zeigt sich, Hadronen mit extrem großen Energien können nicht mehr aufgelöst und als individuelle Teilchen erkannt werden. Der Algorithmus überschätzt die Anzahl an Hadronspuren. Gleiches konnte man auch schon bei der “Ein-Teilchen-Analyse” in Abbildung 4.2 beobachten. Für die simulierten Ereignisse mit einer Energie unter 10 TeV liegen die Kurven, unabhängig vom Einfallswinkel, aufeinander. Bei einer idealistisch angenommenen Rekonstruktionseffizienz von 100% würde man zwei Teilchenspuren erwarten. Dies ist aber nicht der Fall. Ein weiteres Hadron wird nämlich nur teilweise rekonstruiert. Je höher die Energie des zweiten Hadrons ist, umso größer die Wahrscheinlichkeit es zu messen und somit die Hadronen zu trennen. Man erwartet also einen Wert zwischen 1 und 2 für die Anzahl rekonstruierter Spuren. Weil die Energien des niederenergetischeren, zweiten Hadrons durchschnittlich für das kleinere Energieintervall geringer sind, ist es verständlich, daß es seltener rekonstruiert wird und darum auch die mittlere Zahl an Teilchenspuren geringer ausfällt, als dies beim energetisch größeren Energieintervall der Fall ist. Deshalb verlaufen beide Kurven parallel und liegen nicht aufeinander. Allerdings sollten alle möglichen Energiewerte und alle möglichen Energieverhältnisse beider Schauerpartikel zueinander in jedem Abstandsintervall gleich oft vorkommen. Deshalb darf man eine konstante Zahl an möglichen Hadronspuren erwarten. Aber dies scheint offensichtlich nicht zutreffend zu sein. Bei einem Abstand beider Hadronen von mehr als etwa 2 Metern erfüllen die Kurven die Erwartungen; sie liegen bei etwa konstanten Werten. Wenn die Hadronenabstände dagegen kleiner sind, können die einzelnen Teilchenspuren teilweise nicht mehr von einander getrennt werden. Unterhalb von einem Meter wird fast ausschließlich eine einzige Spur rekonstruiert.

Abschließend bleibt zu bemerken, daß eine Vielzahl von Schauern gerade bei kleinen Energien als *unbegleitete Hadronen* eingestuft werden, obgleich zumindest ein weiteres Hadron in einem Abstand von mehr als 2 Metern mit teilweise erheblicher Energie das angeblich einzelne Teilchen begleitet. Eine Fehlinterpretation als *unbegleitetes Hadron* von Zwei-Teilchen-Ereignissen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 65% läßt eine hohe Rate *unbegleiteter Hadronen* vor allem bei den kleinen Energien erwarten, was berücksichtigt werden muß. Dies geschieht dadurch, daß die gemessene Rate *unbegleiteter Hadronen* und die Rate aus den simulierten Luftschauern bestimmt wird. Die Fehlklassifizierung, die im Rekonstruktionsalgorithmus begründet liegt, tritt in gleicher Weise sowohl in den Meßdaten, als auch auf in den Simulationsdaten auf.

Diese Untersuchungen (Abb. 4.2 und 4.3) dienen lediglich als akademische Studie und könnten eine mögliche Diskrepanz des gemessenen Hadronflusses zu Datenpunkten anderer Experimente und Messungen erklären. Sie sollen ein Gefühl dafür geben, wie sich bestimmte Konstellationen von Hadronen im Detektor auf die Rekonstruktion auswirken. Das Ergebnis dieser Untersuchung geht aber später nicht in die Analyse (gemessener Hadronfluß und daraus abgeleitetes Proton-Primärspektrum) ein, da in “realen” Luftschauern die hier untersuchten Eigenschaften und Konstellationen unterschiedlich häufig vorkommen. Beispielsweise erwartet man in Luftschauern häufiger zwei oder mehrere eng benachbarte Hadronen und weniger solche mit einem größeren Abstand zueinander.

### 4.3 Energieauflösung, Winkelauflösung, Energiekalibration und Energiedeposition im Hadronkalorimeter

Die Qualität der Winkelrekonstruktion ausgedehnter Luftschauer wurde bestimmt. Der Algorithmus SHARK rekonstruiert den Einfallswinkel einzelner Hadronen. Einige Ergebnisse dieser Untersuchung zeigt Abbildung 4.4, in der ausschließlich statistische Fehler eingezeichnet wurden. Die Anzahl der simulierten Ereignisse bei einem Einfallswinkel von  $\theta = 25^\circ$  und einer definierten Hadronenergie ist über dem rekonstruierten Einfallswinkel im linken Bild dargestellt. In guter Näherung lassen sich diese Punkte durch eine Gaußkurve beschreiben. Eine Anpassung an die Daten liefert einen Mittelwert von  $24,8^\circ$  und eine Halbwertsbreite von  $3,4^\circ$ . Wiederholt man diese Prozedur für verschiedene Einfallswinkel und diskrete Hadronenergien, so erhält man den mittleren und rechten Graphen. Im zweiten Teilbild sieht man den mittleren, rekonstruierten Einfallswinkel über der simulierten Hadronenergie, für verschiedene, simulierte Einfallswinkel  $\theta$ , aufgetragen. Zieht man von diesen, für jedes Energieintervall, mittleren Winkeln die Erwartung ab, so erhält man den dritten Graphen der Abbildung 4.4. Er zeigt den rekonstruierten Einfallswinkel abzüglich dem simulierten als Funktion der Hadronenergie.

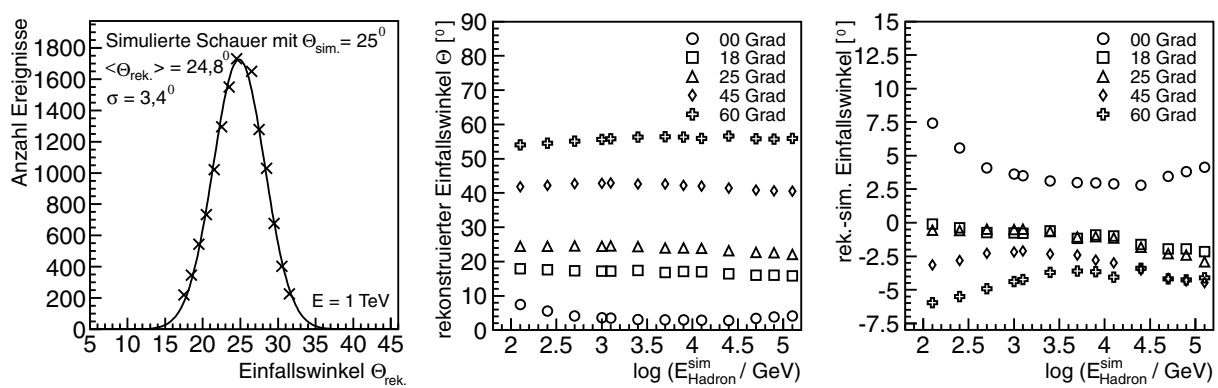


Abbildung 4.4: **Winkelauflösung und Güte der Winkelrekonstruktion**

Simulationen mit einer festen Hadronenergie und einem bestimmten Einfallswinkel  $\theta$  wurden über den rekonstruierten Winkeln aufgetragen. Das Ergebnis ist im linken Graph der Abbildung zu sehen. Für jede Hadronenergie und für jeden simulierten Einfallswinkel bekommt man so einen mittleren, rekonstruierten Zenitwinkel. Im zweiten und dritten Bild sieht man diese mittleren Zenitwinkel über den simulierten Energien des Hadrons dargestellt. Im rechten Teilbild wurde vom rekonstruierten, mittleren Einfallswinkel der erwartete, simulierte Winkel abgezogen. Damit erhält man die mittlere Abweichung der Winkelrekonstruktion in Abhängigkeit der Hadronenergie für verschiedene Zenitwinkel.

Die Winkeldifferenz zwischen rekonstruiertem und simuliertem Zenitwinkel oberhalb von einem TeV liegt unterhalb von  $3^\circ$ , zumindest im Falle der für die Analyse relevanten Zenitwinkel bis zu  $30^\circ$ . Senkrecht einfallende Teilchen werden sowohl absolut als auch prozentual mit der größten Unsicherheit rekonstruiert. Es handelt sich dabei allerdings um einen Scheineffekt, da bei senkrecht einfallenden Hadronen die Winkelrekonstruktion einen Fehler "in nur eine Richtung" (zu größeren Winkeln hin) machen kann. Für die Vielzahl der gemessenen Hadronen zwischen  $15^\circ$  und  $30^\circ$  liegt die mittlere Differenz zwischen rekonstruierten und simulierten Einfallswinkeln von Luftschauern bei Werten unterhalb von 2%.

Der Fluß in Abhängigkeit vom Zenitwinkel läßt sich recht genau durch eine Verteilung der Form  $\sin(\theta) \cdot \cos^{7,5}(\theta)$  wiedergeben [Woc98]. Sie ist bestimmt durch den Raumwinkel, sowie durch die mit dem Zenitwinkel steigende Eindringtiefe in die Atmosphäre.

Zur Energiekalibration wurden Simulationen einzelner Hadronen, die das Kalorimeter treffen, bei unterschiedlichen Energien und bei verschiedenen, diskreten Zenitwinkeln, benutzt. Der Rekonstruktionsalgorithmus SHARK bestimmt zu jeder gefundenen Hadronspur eine gewichtete Energiesumme in Abhängigkeit der darüberliegenden Absorberdicke. Sie entspricht etwa dem Integral über die longitudinale Energieverteilung im Detektor und gibt die deponierte Energie eines Teilchens im Kalorimeter wieder. Man erhält sie dadurch, daß man die aus der Detektorantwort rekonstruierte, deponierte Energie jeder Ebene mit einem Faktor multipliziert, der proportional zur Dicke der Absorberschicht über der jeweiligen Ebene ist. Die gewichtete Energiesumme der Spur wird für



jedes Ereignis über der simulierten Hadronenergie aufgetragen [Mil98, Woc98]. Untersuchungen haben gezeigt, daß ein linearer, winkelabhängiger Zusammenhang zwischen Hadronenergie und gewichteter Energiesumme bis zu Energien von 5 TeV näherungsweise existiert. Oberhalb dieser Energie ist ein linearer Zusammenhang aufgrund von einsetzender Sättigung der Kanäle nicht mehr gegeben. Man sollte erwähnen, daß, wie sich später zeigt, mehr als 99,9% aller gemessenen *unbegleiteten Hadronen* von Schauerteilchen unterhalb von 5 TeV Hadronenergie stammen.

In Abbildung 4.5 rechts ist eine Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Energie für Hadronen mit einer Energie von 5 TeV und einem Einfallswinkel von 18° dargestellt. Die Auflösung beträgt etwa 10%. Durch die rekonstruierten Energien kann in guter Näherung eine Gaußkurve um die wahre, simulierte Energie gelegt werden. Des Weiteren sind für vier verschiedene Zenitwinkel die jeweiligen Energieauflösungen in der linken Hälfte der Abbildung 4.5 als Funktion der Hadronenergie eingezeichnet. Für die Energieauflösung, sie ist definiert als  $\sigma(E)/E$ , zeigt sich für Zenitwinkel bis 30°, daß bis zu Energien von 10 TeV, die Kurvenverläufe etwa gleich sind. Bei 100 GeV beträgt die Auflösung rund 22%. Sie verbessert sich bis hin zu etwas mehr als 10% bei 10 TeV. Danach wird die Energieauflösung wieder schlechter, da Sättigung in den einzelnen Kanälen auftritt.

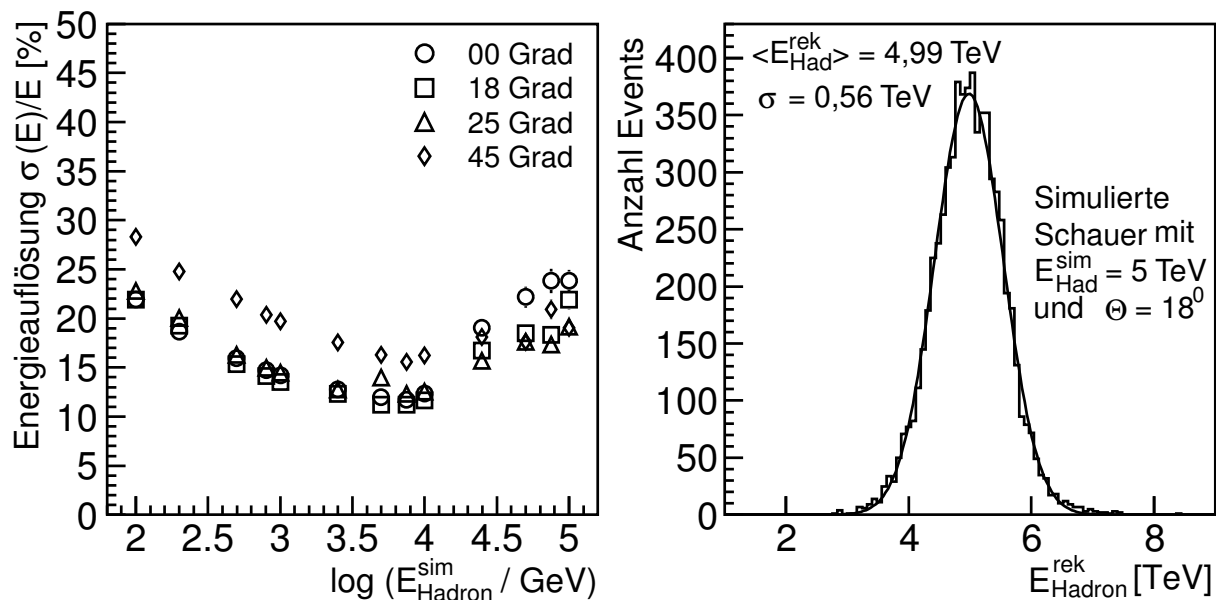


Abbildung 4.5: **Energieauflösung für einzelne Hadronen**

Links ist die Energieauflösung über der simulierten Energien für unterschiedliche, diskrete Winkel aufgetragen. Rechts ist exemplarisch die Streuung dargestellt für einen Einfallswinkel von 18° und einer Energie von 5 TeV.

Abbildung 4.6 zeigt Diagramme zur deponierten Energie einzelner Hadronen im Kalorimeter. Der linke Graph stellt die deponierte Energie über der simulierten Hadronenergie für verschiedene Zenitwinkel, beispielhaft für die zweite Kalorimeterebene, dar. In der Mitte ist die mittlere deponierte Energie aller Schauer mit 500 GeV Hadronenergie für verschiedene Zenitwinkel über den Kalorimeterebenen aufgetragen. Man nennt diese Kurven die Longitudinalverteilungen. Rechts wurde der Einfallswinkel der simulierten Schauer bei 18° fest gehalten und vier verschiedene, diskrete Hadronenergien simuliert. Wiederum wurde der Mittelwert der deponierten Energien in Abhängigkeit der Kalorimeterebenen angegeben.

Ausführliche Untersuchungen über die longitudinale Schauerentwicklung von Simulationen und Meßdaten, über die deponierte Energie eines Schauerteilchens im Detektor und über die Genauigkeit der Energierekonstruktion bzw. der Energiekalibration können bei Milke [Mil98] nachgelesen werden.

Abschließend seien die Detektor- bzw. die Rekonstruktionseigenschaften nochmals zusammengestellt. Die Triggereffizienz bei 100 GeV liegt bei 30% und steigt auf etwa 100% bei einigen TeV. Dem hingegen erreicht die maximale Rekonstruktionseffizienz nur zirka 80% ab einem TeV; bei 100 GeV liegt sie, wie die Triggereffizienz,

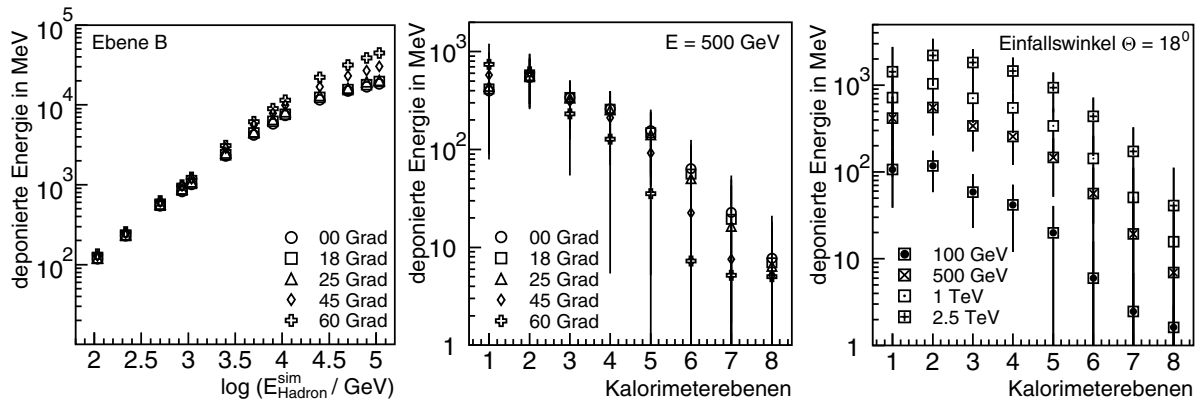


Abbildung 4.6: **Longitudinale Schauerentwicklung**

Die deponierte Energie der Hadronen im Detektor, in den einzelnen Kanälen und in den verschiedenen Detektorebenen hängt ab von der Energie und der Einfallsrichtung des Teilchens. Sie wurde als Funktion der simulierten Hadronenergie und in Abhängigkeit der Kalorimerebenen dargestellt.

lediglich bei einem Wert um 30%. Für die Gesamteffizienz gelten die gleichen Werte wie für die Rekonstruktions-effizienz. Die Ortsauflösung ist je nach Energie und Einfallswinkel zwischen 10 und 30 cm; die Winkelauflösung zwischen 4 und 12°. Die Energieauflösung  $\sigma(E)/E$  verbessert sich von etwa 30% bei 50 GeV auf 10% bei 10 TeV. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlrekonstruktion eines Myon als Hadron liegt für Teilchenenergien unter 1 TeV im Promillebereich. Bei Energien von einigen 10 TeV liegt die Wahrscheinlichkeit um 1,5%.

## Kapitel 5

# Das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen am Erdboden

Die vom Hadronkalorimeter im Zeitraum zwischen dem Oktober 1996 und dem Oktober 2001 gemessenen Schauer wurden analysiert. Die effektive Meßzeit betrug etwa 22500 Stunden oder rund 938 Tage. Dabei wurden mehr als 300 Millionen Schauer vom Kalorimeter detektiert. Nach allen Schnitten an die Daten (z.B. Zenitwinkel  $\leq 30^\circ$ ,  $E_{\text{leading particle}} \geq 50 \text{ GeV}$ , etc.), sowie nach der Suche *unbegleiteter Hadronen* mit KRETA (der SHARK-Prozessor darf nur eine Spur rekonstruieren) verbleiben etwa 2,5 Millionen Ereignisse zur weiteren Analyse<sup>1</sup>. Zieht man für

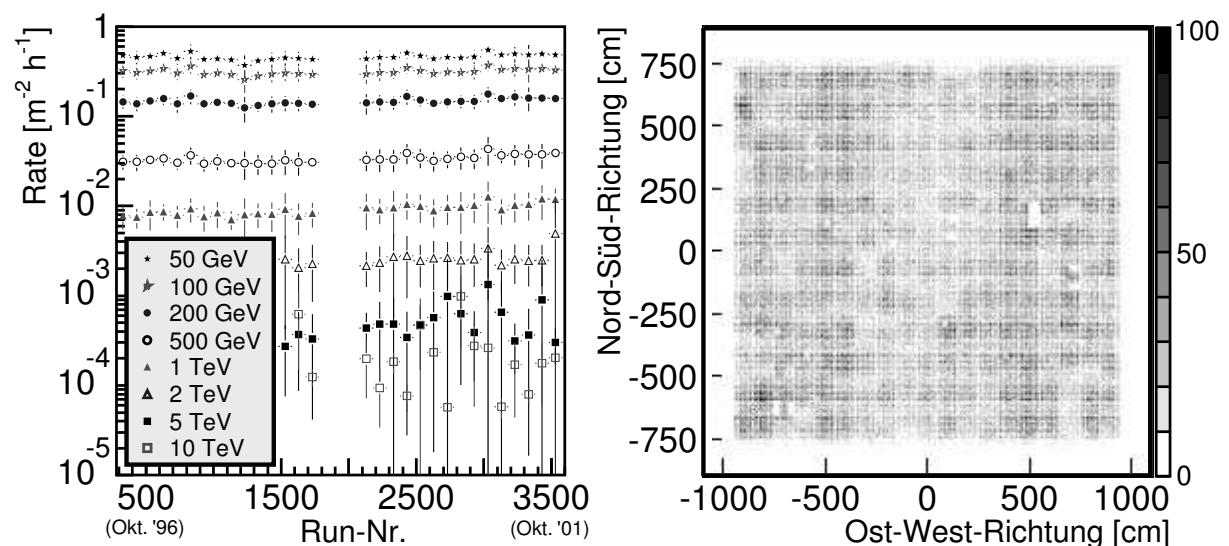


Abbildung 5.1: **Zeitliche und räumliche Homogenität der Daten**

Links findet man die Rate der *unbegleiteten Hadronen* über einen Zeitraum von etwa 5 Jahren für verschiedene Hadronenergieschwellen über einer laufenden “Run-Nummer” dargestellt. Rechts ist die Häufigkeit der Auftrefforte aller Hadronen auf der Kalorimeteroberfläche aufgetragen, die der Rekonstruktionsalgorithmus als *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert.

detailliertere Untersuchungen auch die anderen Schauerkomponenten heran und testet, wieviele Detektoren des Arrays Elektronen bzw. Myonen messen, so verringert sich die Anzahl an Luftschauern nochmals deutlich. Es bleiben etwa 1,8 Millionen Schauer übrig, wenn man fordert, daß maximal 20 Arraystationen angesprochen haben dürfen und knapp 1,1 Millionen Schauer bei höchstens 4 Stationen.

Die Stabilität und die Homogenität des Kalorimeters zeigt die Abbildung 5.1. Im linken Teilbild ist die Rate der *unbegleiteten Hadronen* für verschiedene Hadronenergieschwellen über den gesamten Meßzeitraum hinweg dargestellt. Die Rate ist im Rahmen der statistischen Fehler konstant. Das “Loch” in der Mitte der Meßzeit (um

<sup>1</sup>Aus der Masse der Simulationsdaten bleiben nach den gleichen Schnitten wie oben über 250000 Schauer übrig, also 10% im Vergleich zu den Meßdaten.

Run-Nummer 2000) ist durch längere Reparatur- und Umbauarbeiten im Sommer und Herbst 1999 bedingt. Eine Häufigkeitsverteilung der Auftreffpunkte aller rekonstruierten Hadronen auf der Kalorimeteroberfläche ist im rechten Teilbild zu sehen. Im Großen und Ganzen läßt sich eine Gleichverteilung erkennen. Einzelne Stellen die deutlich seltener Hadronen gemessen haben, spiegeln eine zeitweise defekte Elektronik wider.

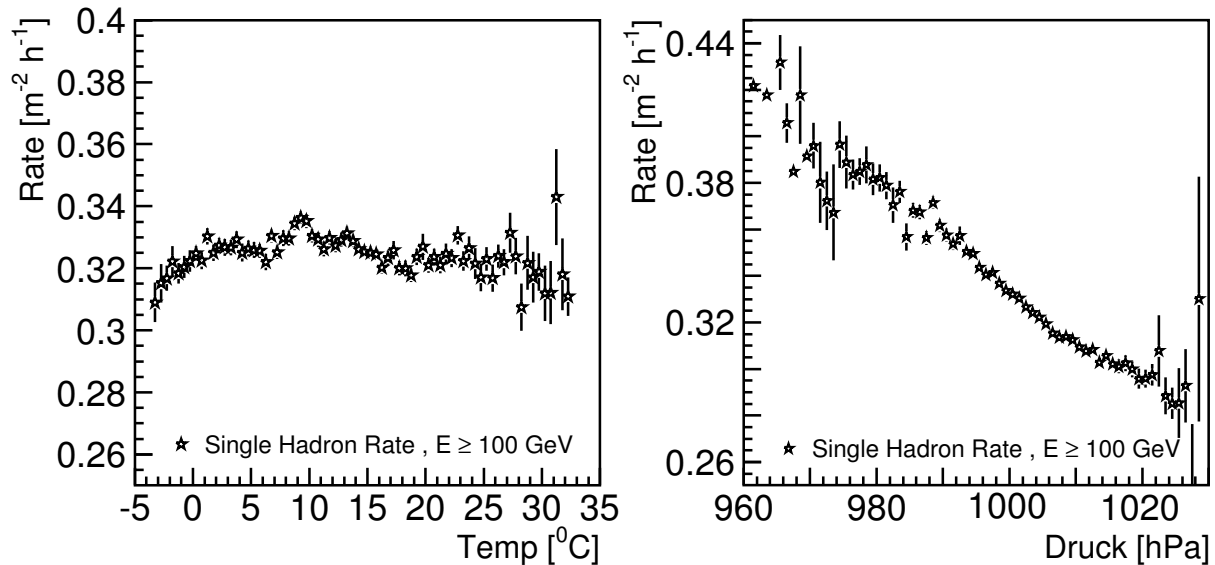


Abbildung 5.2: **Abhängigkeit der Rate von atmosphärischen Bedingungen**

Links: gemessene Rate der *unbegleiteten Hadronen* in Abhängigkeit der Lufttemperatur; rechts: gemessene Rate gegen den Luftdruck in 200 m Höhe.

Die Hadronrate ist abhängig von atmosphärischen Bedingungen. In Abbildung 5.2 ist die Rate sowohl über der Lufttemperatur, als auch über dem Luftdruck in 200 Meter Höhe aufgetragen. Während die gemessene Rate in erster Näherung von der Temperatur unabhängig ist, fällt sie mit steigendem Luftdruck deutlich ab. Dieser Umstand muß berücksichtigt werden, wenn man die Rate über einen längeren Zeitraum hinweg aufträgt. Die lineare Näherung ergibt eine Abhängigkeit von 0.7%/hPa. In der Literatur werden für Hadronen Werte zwischen 0.73%/hPa und 0.63%/hPa angegeben (z.B. [Nag89]).

Um das Flußspektrum der *unbegleiteten Hadronen*, das Hadronenspektrum also, angeben zu können, werden die mit dem Single-Hadron-Prozessor SHARK rekonstruierten Hadronen auf die Akzeptanz des Triggersystems und bezüglich der Rekonstruktionseffizienz, sowie in Abhängigkeit der atmosphärischen Bedingungen ereignisweise korrigiert. Anschließend wird die so modifizierte Zahl an Ereignissen über der rekonstruierten Hadronenergie aufgetragen. Dividiert man jetzt jedes Energieintervall durch die entsprechende Energie in GeV, durch die Detektormeßfläche des Kalorimeters in  $m^2$ , durch die effektive Meßzeit in Sekunden und durch den betrachteten Raumwinkel, so erhält man den differentiellen Fluß *unbegleiteter Hadronen* auf Detektorhöhe, wie er in Abbildung 5.3 (rechts) für die Simulationsdaten zu sehen ist. Für die Simulationen muß, im Gegensatz zu den Meßdaten, eine "Meßzeit" erst noch bestimmt, d.h. abgeschätzt werden. Mittels des aus direkten Messungen bekannten Teilchenflusses, der angenommenen Elementzusammensetzung und der Kenntnis über die simulierten Luftschaue, läßt sich eine fiktive Meßzeit näherungsweise angeben. Sie beträgt etwa 80 Tage, wie auf Seite 34 beschrieben.

In Abbildung 5.3 links ist die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse über der Hadronenergie aufgetragen, allerdings wurden dort keine Korrekturen bezüglich der Ratenabhängigkeit von der Atmosphäre angebracht. Auch die energieabhängige Trigger- und Rekonstruktionseffizienz wurde hier nicht berücksichtigt.

Ergebnisse der Simulations- und der Meßdaten zeigt die Abbildung 5.4. Dort sind die knapp 2,5 Millionen gemessenen bzw. die rund 250.000 simulierten Schauer mit einem rekonstruierten, *unbegleiteten Hadron* über der Hadronenergie in Detektorhöhe aufgetragen. Die Daten sind hinsichtlich ihrer, von der Atmosphäre abhängigen Rate, sowie in Bezug auf die Trigger- und Rekonstruktionseffizienz nicht korrigiert. Im rechten Graph wurde das jeweilige Integral auf 1 normiert, um die Form beider Verteilungen besser vergleichen zu können. Es zeigt sich hier, wie auch in der folgenden Abbildung 5.5, daß die Form der simulierten und der gemessenen Kurve sich unterscheiden. Die simulierte Kurve verläuft im Gegensatz zur Kurve der Meßdaten etwas flacher.

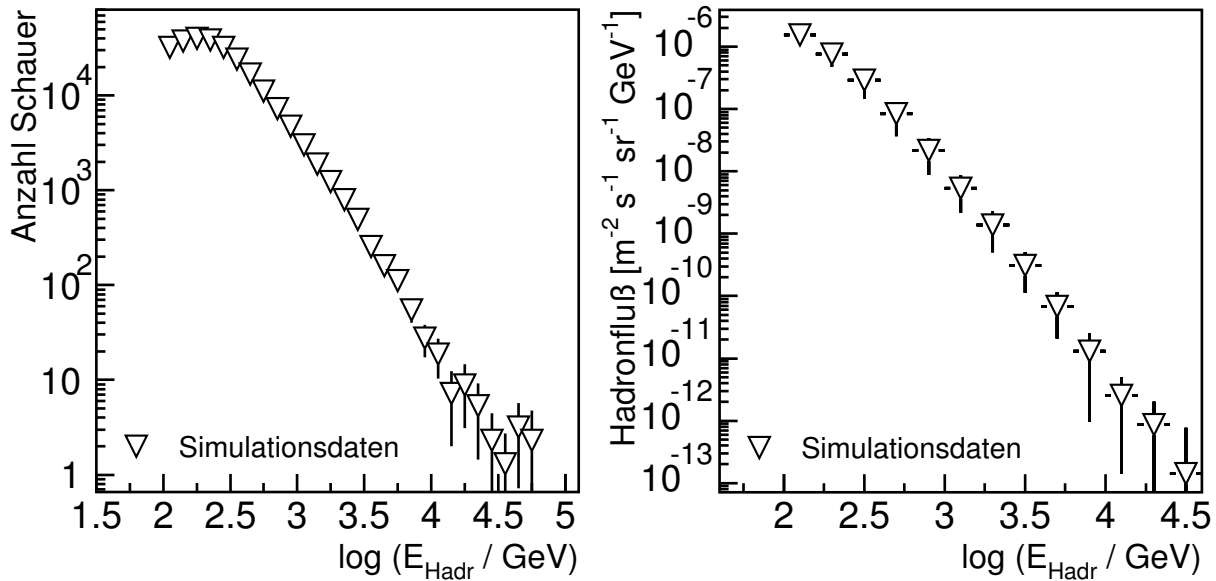


Abbildung 5.3: **Hadronspektrum und Hadronfluß aus den Simulationen**

Links ist die Anzahl der rekonstruierten Hadronen aus dem Simulationsdatensatz über der Hadronenergie aufgetragen. Rechts sieht man den daraus bestimmten Hadronfluß auf Detektorhöhe.

Die beiden *KASCADE* Messungen von 1998 und dieser Arbeit, bei denen die gleiche Definition eines *single hadrons* verwendet wurde, stimmen dagegen sehr gut überein. Der Grund für den unterschiedlichen Verlauf von Simulations- und Meßdatenkurve ist nicht vollständig verstanden. Eine mögliche Ursache könnte dadurch begründet sein, daß die Simulationen aus statistischen Gründen ausschließlich auf die Kalorimeterfläche plus einer Randfläche von 2 Metern simuliert wurden, während einige rekonstruierte, *unbegleitete Hadronen* in der Messung auch von Luftschauern mit einem großen Abstand zum Kalorimetermittelpunkt stammen (siehe dazu Abb. 5.8). Ein weiterer potentieller Grund zur Erklärung dieser Diskrepanz zeigt die im nächsten Kapitel eingehender erläuterte Abbildung 6.2. Dort wurde bei fester, gemessener Hadronenergie von rekonstruierten *single hadron* Ereignissen die dazu beitragenden Primärenergien aufgenommen. Diese Verteilungen zeigen große Ausläufer bis hin zu den höchsten, simulierten Primärenergien. Auch bei Schauern über 1 PeV Primärenergie lassen sich *unbegleitete Hadronen* im Kalorimeter mit einer Hadronenergie von 100 GeV messen. Die Zahl der simulierten Ereignisse muß also bis zu diesen Energien dem "wahren", in der Natur vorkommenden Fluß entsprechen. Die Simulationen wurden, wie schon zuvor gesagt, entsprechend einem spektralen Index aus Mittelwerten direkter Messungen durchgeführt. Da diese direkten Messungen nur bis zu einigen zig GeV vorliegen (und sich auch dort von Experiment zu Experiment unterscheiden), wurde der spektrale Index extrapoliert. Somit ist es durchaus denkbar, daß der simulierte Teilchenfluß bei hohen Energien nicht dem gemessenen entspricht.

Da auch andere Ursachen denkbar sind, wird diese Diskrepanz in weiteren Arbeiten eingehend untersucht werden.

Das differentielle Flußspektrum der *unbegleiteten Hadronen*, welches man aus den Meßdaten gewinnt, ist zusammen mit den Ergebnissen der Simulationsdaten in Abbildung 5.5 gezeigt und mit Literaturwerten verglichen. Bei kleinen und mittleren Energien stimmen die simulierten Flüsse gut mit den gemessenen überein. Zu größeren Energie hin nimmt der Unterschied zwischen Messung und Simulation zu. Bei einer Hadronenergie von etwa 10 TeV werden knapp 2,5 mal weniger Hadronen gemessen, als dies laut Simulationsrechnung vorhergesagt wird. Bei bis zu einem TeV variieren beide Kurven dagegen lediglich im Prozentbereich und sind im Rahmen des statistischen Meßfehlers gleich. Dabei sollte man beachten, daß mehr als 90% aller gemessenen Hadronen weniger als 1 TeV beim Auftreffen auf das Kalorimeter besitzen.

Der gemessene Hadronfluß anderer Experimente und Messungen stammt aus den folgenden Veröffentlichungen: [Cas01, Cow71, Fic79, Mie94, Woc98]. Das EAS-TOP Experiment [Cas01] mißt Hadronen mit einem 8-lagigen Hadronkalorimeter bei einer jeweiligen Meßfläche von 140 m<sup>2</sup> im Energiebereich von 30 GeV bis etwa 10 TeV. Der Fluß wird so in einer atmosphärischen Tiefe von 820 g/cm<sup>2</sup> bestimmt. Zwischen 30 GeV und 1 TeV haben R. K. Fickle und R. C. Lamb [Fic79] ein Protonenspektrum bei einer atmosphärischen Tiefe von 990 g/cm<sup>2</sup> aufge-

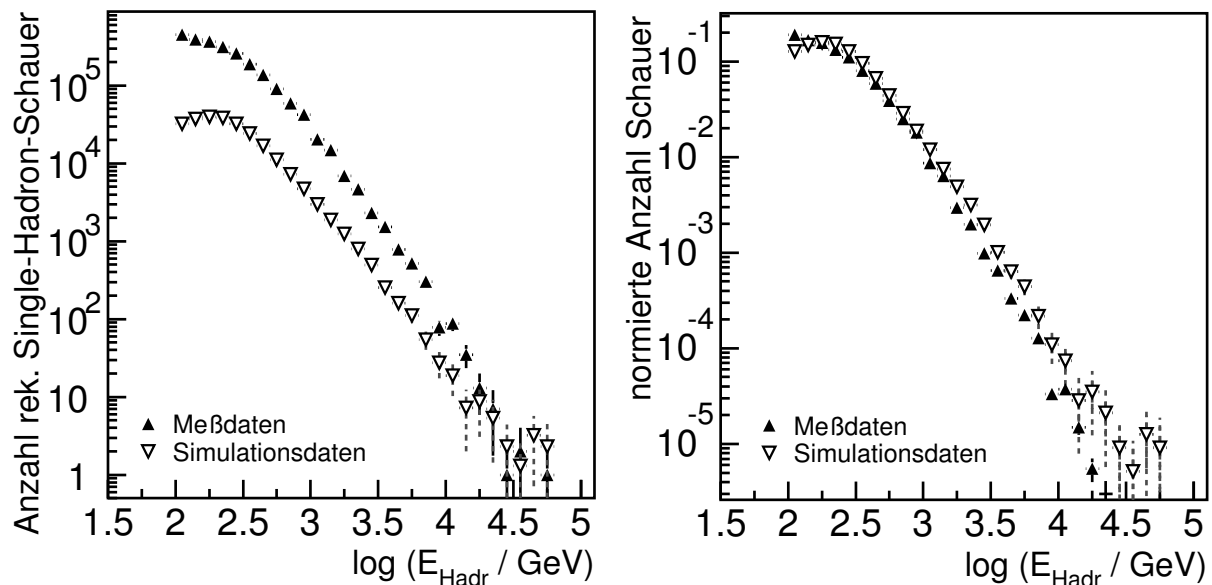


Abbildung 5.4: **Zahl der Schauern mit unbegleiteten Hadronen in Abhängigkeit der Energie des Hadrons**  
 Die Rohdaten sind ohne Effizienz- und Atmosphärenkorrekturen dargestellt. Das resultierende Spektrum der Simulationsdaten wird mit dem der Meßdaten verglichen.

nommen. Als Meßapparatur diente ein Čerenkovzähler und ein kleines, einlagiges Kalorimeter<sup>2</sup> unterhalb einer 5 cm dicken Bleischicht. Das Kalorimeter entspricht einer Dicke von 108 g/cm<sup>2</sup>. Bei E. W. Cowan und K. Matthews [Cow71] wurde der Hadronfluß bei etwa 250 m über dem Meeresspiegel gemessen. Dazu diente ein Stapel aus 6 Nebelkammern und 4 Ionisationskammern, die verschachtelt angeordnet wurden. Ein detaillierter Aufbau ist in [Cow67] zu finden. 1167 einzelne Teilchen wurde mit dieser Anordnung rekonstruiert und bildeten die Grundlage der Analyse.

Der Vergleich der einzelnen Hadronflüsse miteinander ist nur bedingt möglich beziehungsweise sinnvoll. Er hängt einerseits davon ab, in welcher Höhe über dem Meeresspiegel das Experiment mißt, andererseits unterscheiden sich die Definitionen eines *single hadrons* teilweise drastisch, auch in den verwendeten Komponenten zur Klassifikation eines *unbegleiteten Hadrons* bzw. als Veto. Ebenso spielt die Größe des Detektors eine wesentliche Rolle. Je kleiner die Meßfläche, umso mehr "falsche" *unbegleitete Hadronen* werden vorgetäuscht. Gut vergleichen lassen sich die drei *KASCADE* Messungen von 1994 [Mie94], 1998 [Woc98] und die aktuelle Messung 2002. Während der Hadronfluß 1994 mit einem Prototypkalorimeter und einer Meßfläche von 6 m<sup>2</sup> pro Ebene bestimmt wurde, werden die Hadronen seit 1998 mit dem Hadronkalorimeter von 304 m<sup>2</sup> gemessen. Die 1998 veröffentlichte Arbeit von Doris Wochele basiert auf älteren Meßdaten, bei denen das Kalorimeter noch nicht vollständig aufgebaut war. Die effektive Meßfläche betrug 176 m<sup>2</sup>. Der gemessene Hadronfluß 1994 liegt folglich erkennbar über den letzten Messungen. Die Ergebnisse von 1998 und 2002 liegen deutlich dichter beieinander. In allen drei Fällen wurde nur die hadronische Komponente zur Klassifikation von *unbegleiteten Hadronen* benutzt, während auf die Betrachtung hinsichtlich der elektromagnetische bzw. myonischen Komponente in diesem Diagramm verzichtet wurde. Fordert man zusätzlich, daß maximal 8 Arraydetektoren getroffen werden dürfen, so verringert sich der gemessene Fluß bis zu 1 TeV im Mittel um 50%. Ab einigen TeV ist er bis zu 3 Mal kleiner. Dieser Unterschied scheint im ersten Moment drastisch, allerdings sei nochmals darauf hingewiesen, daß über 90% aller detektierten Hadronen weniger als 1 TeV Energie besitzen.

In Abbildung 5.7 sind zwei gemessene Hadronspektren eingezeichnet. Die ausgefüllten Dreiecke spiegeln das Ergebnis der Analyse wieder, in der zur Bestimmung *unbegleiteter Hadronen* ausschließlich die hadronische Komponente herangezogen wurde. Ein *single hadron* ist dadurch definiert, daß im Kalorimeter ausschließlich eine Spur rekonstruiert wird. Bei den Daten, die durch die offenen Dreiecke symbolisiert werden, wurde dagegen in der Analyse zusätzlich die Information der elektromagnetischen Komponente ausgewertet. So untersucht man alle Schauer mit einer Spur im Kalorimeter daraufhin, wieviele Detektoren des Arrays von anderen Sekundärteilchen getroffen wurden. Man fordert, daß maximal 8 Stationen angesprochen haben dürfen ( $N_{AD} \leq 8$ )<sup>3</sup>. Der Schnitt

<sup>2</sup>Leider wurde die Meßfläche nicht angegeben.

<sup>3</sup> $N_{AD}$ : Anzahl Arraydetektoren

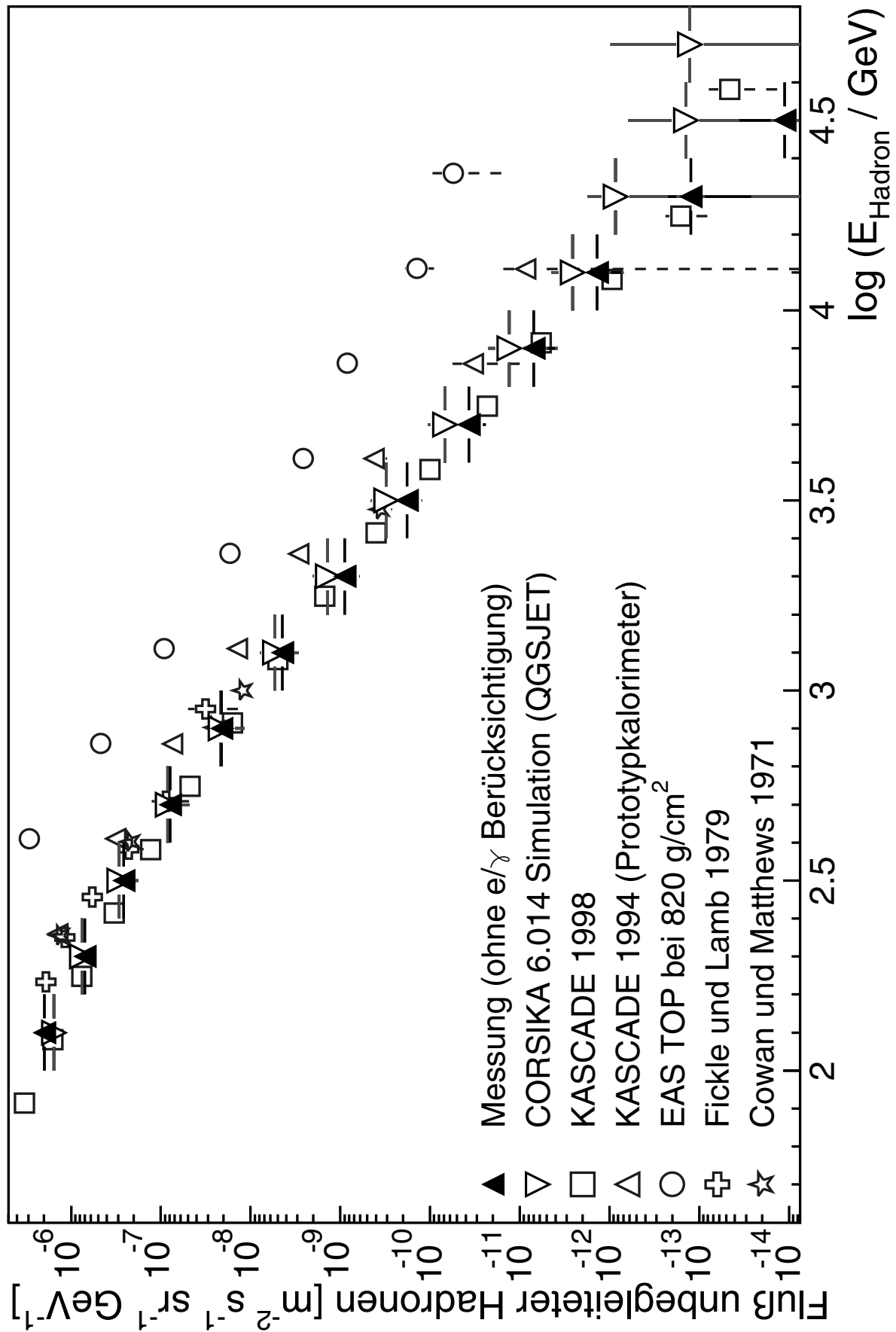


Abbildung 5.5: **Hadronfluß unbegleiteter Hadronen auf Detektorhöhe**

Der simulierte und gemessene Hadronfluß ist über der Energie der *unbegleiteten Hadronen* bei  $1020 \text{ g/cm}^2$ , zusammen mit den Ergebnissen anderer Experimente und Messungen aufgetragen. Die Daten stammen aus folgenden Veröffentlichungen: [Cas01, Cow71, Fic79, Mie94, Woc98]

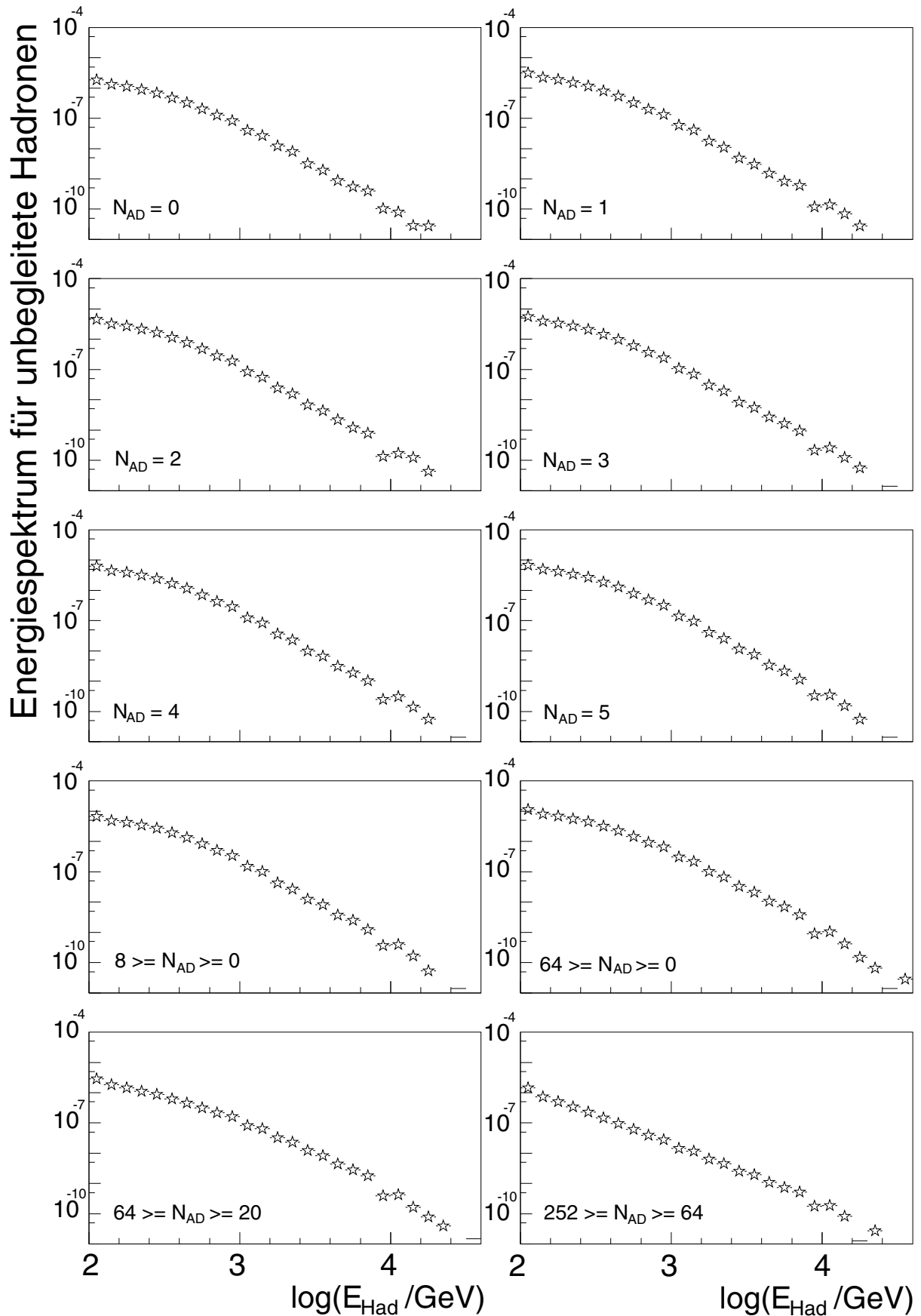


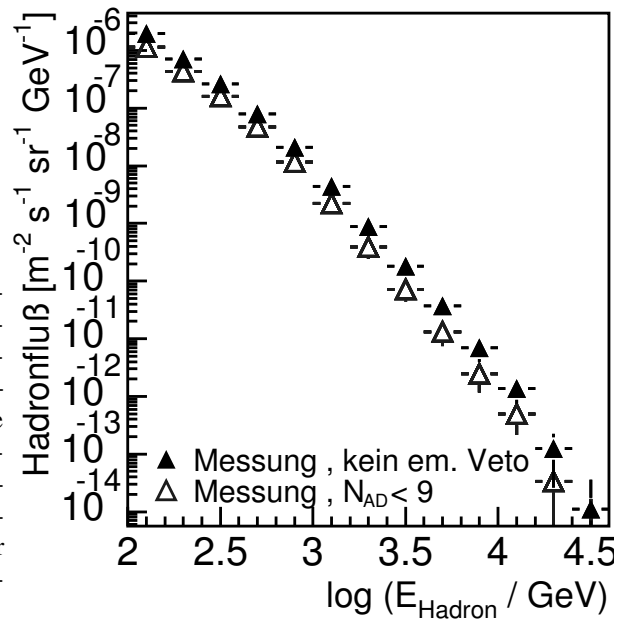
Abbildung 5.6: Ereignishäufigkeit der Hadronenergien bei unterschiedlichen Schnitten

In den 10 Teilbildern wurden unterschiedliche Schnitte zur Klassifikation von unbegleiteten Teilchen benutzt.  $N_{\text{AD}}$  gibt die Anzahl der erlaubten Arraystationen bei einem Luftschauer an, bei der das hadronische Teilchen im Kalorimeter trotz Energiedeposit durch die elektromagnetischen und myonischen Begleiteilchen als *single hadron* klassifiziert wird.



Abbildung 5.7: **Gemessenes Hadronspektrum**

Ausgefüllte Dreiecke spiegeln die Resultate der Analyse wieder, in der zur Bestimmung *unbegleiteter Hadronen* ausschließlich die hadronische Komponente herangezogen wurde. Die Daten, die durch offene Dreiecke symbolisiert werden, kommen durch die zusätzliche Information der elektromagnetischen Komponente zustande. Die Anzahl getroffener Arraydetektoren darf maximal 8 betragen.



auf 8 Stationen ist willkürlich gewählt. Sinn und Zweck dieser Einschränkung ist die Selektion einer bestimmten Klasse an Schauern, Luftschaer nämlich, deren Sekundärteilchen in der Atmosphäre nahezu ausgestorben sind. Damit ist gewährleistet, daß man näherungsweise *unbegleitete Hadronen* mißt. Ein physikalisch motivierter Schnitt, der keinen Energiedeposit in irgend einer Arraystation bei *unbegleiteten Hadronen* erlaubt, würde die Statistik der gemessenen Schauer so stark reduzieren, daß keine belastbare Aussage mehr möglich wäre. Als Kompromiß zwischen ausreichender Statistik und physikalischer Motivation der Schnitte wurden darum 8 Arraydetektoren als Obergrenze gewählt. Durch die Einschränkung der Gesamtheit aller Messungen selektiert man aber ausschließlich Luftschaer mit wenigen Sekundärteilchen und nicht wie man anfänglich vielleicht denken könnte notwendigerweise Schauer mit einer kleinen Primärenergie. In Abbildung 5.6 sind die Häufigkeiten von *single hadron* Ereignissen über der Hadronenergie am Erdboden in Abhängigkeit der getroffenen Arraydetektoren gegeben. Man könnte erwarten, daß die mittlere, gemessene Energie des Hadrons mit der Zahl der erlaubten<sup>4</sup>, angesprochenen  $e/\gamma$ -Detektoren zunimmt. Offensichtlich ist dies nicht der Fall, wie man zumindest in den ersten 8 Bildern der Abbildung 5.6 sieht. Je kleiner die Anzahl der angesprochenen Arraystationen mit einem Energiedeposit auf Detektorlevel ist, desto weniger Sekundärteilchen besitzt der Schauer bzw. begleiten das Hadron. Somit lassen sich – mit diesem Schnitt – näherungsweise *unbegleitete Hadronen* aus der Gesamtheit aller Messungen selektieren und wie gezeigt wurde, nicht notwendig energieabhängige Ereignisse.

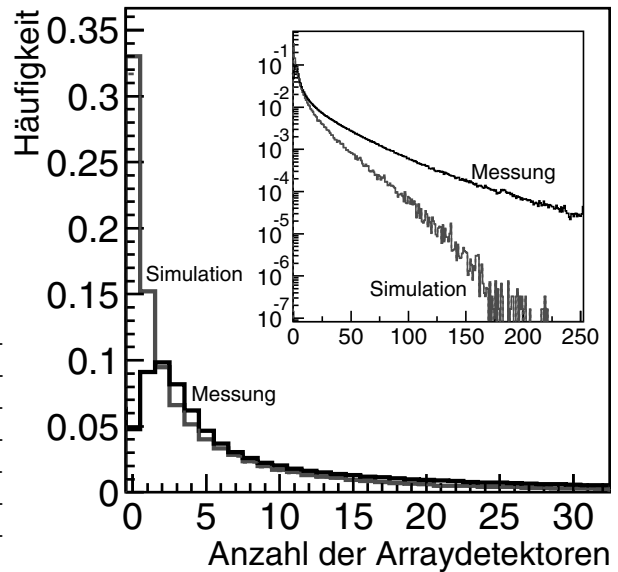
Da im Mittel jeder Hadronenergie am Erdboden eine Primärenergie oberhalb der Atmosphäre zugewiesen werden kann, sollten die gezeigten Verteilungen auch über der Primärenergie nahezu identisch sein. Das gilt unabhängig von den Schnitten auf eine bestimmte Anzahl Arraydetektoren, in denen Sekundärteilchen bei einem *single hadron* Ereignis Energie deponieren dürfen. Leider kann dies – die Äquivalenz zwischen den Verteilungen über der Hadronenergie und über der Primärenergie – nicht anhand der Simulationen überprüft werden. Im Fall dieser Analyse wurden die simulierten Luftschaer auf die Fläche des Kalorimeters  $\pm 2$  Meter geworfen. Die Verteilung über die Häufigkeit der angesprochenen Arraydetektoren weicht erwartungsgemäß deutlich von der Verteilung der Meßdaten ab, wie man in Abbildung 5.8 sehen kann. In über einem Drittel aller Ereignisse wird kein Arraydetektor bei den Simulationsrechnungen von elektromagnetischen Begleitteilchen getroffen. Bei mehr als 50% aller Ereignisse sind es weniger als zwei Stationen. Um die Datenpunkte der Simulationen mit denen der Meßdaten vergleichen zu können, ist es notwendig, die simulierten Luftschaer nicht nur innerhalb einer kleinen Meßfläche um den Kalorimetermittelpunkt zu verteilen, wie geschehen, sondern man muß sie – entsprechend den realen Gegebenheiten – großflächig über das ganze *KASCADE* Experiment und weit darüber hinaus simulieren. Dann aber würde kaum ein Promille der simulierten Schauer ins Kalorimeter fallen und die Statistik an rekonstruierten *unbegleiteten Hadronen* wäre bei den Simulationen nahezu Null.

Mit Hilfe der Meßdatenkurve in Abbildung 5.8 (schwarze Linie) gewinnt man eine erste Abschätzung über die

<sup>4</sup>Abhängig davon, wie man ein *unbegleitetes Hadron* definiert und in wie vielen umliegenden Arraystationen man einen Energiedeposit erlaubt und das Ereignis dennoch als *single hadron* klassifiziert.

Abbildung 5.8: **Anzahl getroffener Arraydetektoren**

Die Zahl der von Sekundärteilchen getroffenen Arraydetektoren ist bei rekonstruierten *single hadron* Ereignissen aufgetragen. Die zwei Verteilungen entsprechen den Meßdaten (durchgezogene Linie) und den Simulationsdaten (gestrichelte Linie). Allerdings lassen sich beide Verteilungen **nicht** vergleichen!



Qualität der Schauer, die als *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert werden. Die Abbildung gibt an, wie viele  $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bei diesen Ereignissen angesprochen, d.h. nennenswert Energie oberhalb von 5 MeV deponiert haben. Daraus läßt sich die Schauergröße und die Anzahl an elektromagnetischen bzw. myonischen Begleitteilchen abschätzen. Auch hier gilt wie für Abbildung 3.6, daß das Array nicht bei allen Kalorimetermessungen Daten aufgezeichnet hat<sup>5</sup> und darum nur einen bestimmten Prozentsatz aller Messungen repräsentiert. Da dieser Anteil aber keinen bestimmten Selektionskriterien unterworfen ist und wahllos und gleichverteilt aus dem ganzen Zeitraum stammt, sollte die Verteilung das Verhalten aller Ereignisse widerspiegeln. In nur etwa 6% der Fälle wird keine der 252 möglichen Stationen von begleitenden Teilchen getroffen. Da alle Arraydetektoren einen jeweiligen Abstand von 13 m haben und die vier inneren Stationen fehlen, kann ein potentieller Schauer im ungünstigsten Fall, dann nämlich wenn das Hadron direkt in das Zentrum des *KASCADE* Kalorimeters fällt, einen maximalen Radius von weniger als 20 m aufweisen, ohne Energie in einem Arraydetektor deponieren zu müssen. Etwa die Hälfte aller Schauer lösen in weniger als 8 Detektorstationen einen nennenswerten Energiedeposit aus. Es handelt sich bei diesen Ereignissen in der Mehrzahl um "kleine" Schauer, wie Simulationsrechnungen gezeigt haben. Trägt man die Häufigkeit aller *unbegleiteten Hadronen* über der Primärenergie des Schauers mit der Bedingung, daß weniger als 9 Arraydetektorstationen getroffen wurden auf, so erhält man eine Verteilung, die ihr Maximum bei 3 TeV hat und bei der über 75% aller Ereignisse weniger als 10 TeV Primärenergie besitzen.

Im Folgenden werden die mit *CORSIKA* simulierten Luftschauer, welche der Single-Hadron-Prozessor *SHARK* bei der Analyse als *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert, genauer untersucht. Abbildung 5.9 gibt für *unbegleitete Hadronen* die Zahl ihrer Wechselwirkungen in der Atmosphäre an. Diese Anzahl an Wechselwirkungen hängt von der Hadronenergieschwelle ab; in den gezeigten Bildern liegt sie bei 100 GeV. Die Zahl der Wechselwirkungen sollte bei rekonstruierten *unbegleiteten Hadronen* deutlich kleiner sein, als dies bei ausgedehnten Luftschauern der Fall ist. Mit den Simulationen kann getestet werden, ob die als *single hadron* rekonstruierten Luftschauer wirklich seltener mit den Atomkernen wechselwirken. Oben links sieht man die Zahl der Wechselwirkungen über der Primärenergie von verschiedenen Primärteilchen aufgetragen. Im oberen, rechten Bild ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Anzahl von Wechselwirkungen zu sehen, integriert über den gesamten, simulierten Energiebereich. In den unteren beiden Teilbildern sind die Verteilungen der Wechselwirkungszahl, der Übersicht halber nur von Proton- und Eisenschauern, sowohl für *single hadron* Ereignisse (c), als auch für ausgedehnte Luftschauer (d) einander gegenüber gestellt. Die mittlere Zahl der Wechselwirkungen ist mit ihrer Streuung für eine Hadronenergieschwelle von 100 GeV angegeben. Im Falle von *unbegleiteten Hadronen* liegt sie bei Protonen etwa bei  $3,6 \pm 1,9$  und bei Eisenkernen bei rund  $6,6 \pm 2,3$ .

Im Gegensatz dazu liegt die Zahl der Wechselwirkungen zwischen dem Primärteilchen und den Hadronen im Detektor bei ausgedehnten Luftschauern im Durchschnitt bei  $6,4 \pm 1,8$  für Protonen und bei  $7,6 \pm 2,2$  für Eisenschauer. Die Erwartung, daß man mit den im Rekonstruktionsprogramm *KRETA* benutzten Schnitten aus den Simulations- und Meßdaten Schauer mit wenigen Wechselwirkungen in der Atmosphäre selektiert wurde somit bestätigt.

<sup>5</sup>Die einzelnen Komponenten des *KASCADE* Experiments messen nicht immer alle zur gleichen Zeit. Grund dafür können Reparaturen und Wartungsarbeiten und ähnliches an einzelnen Komponenten sein.

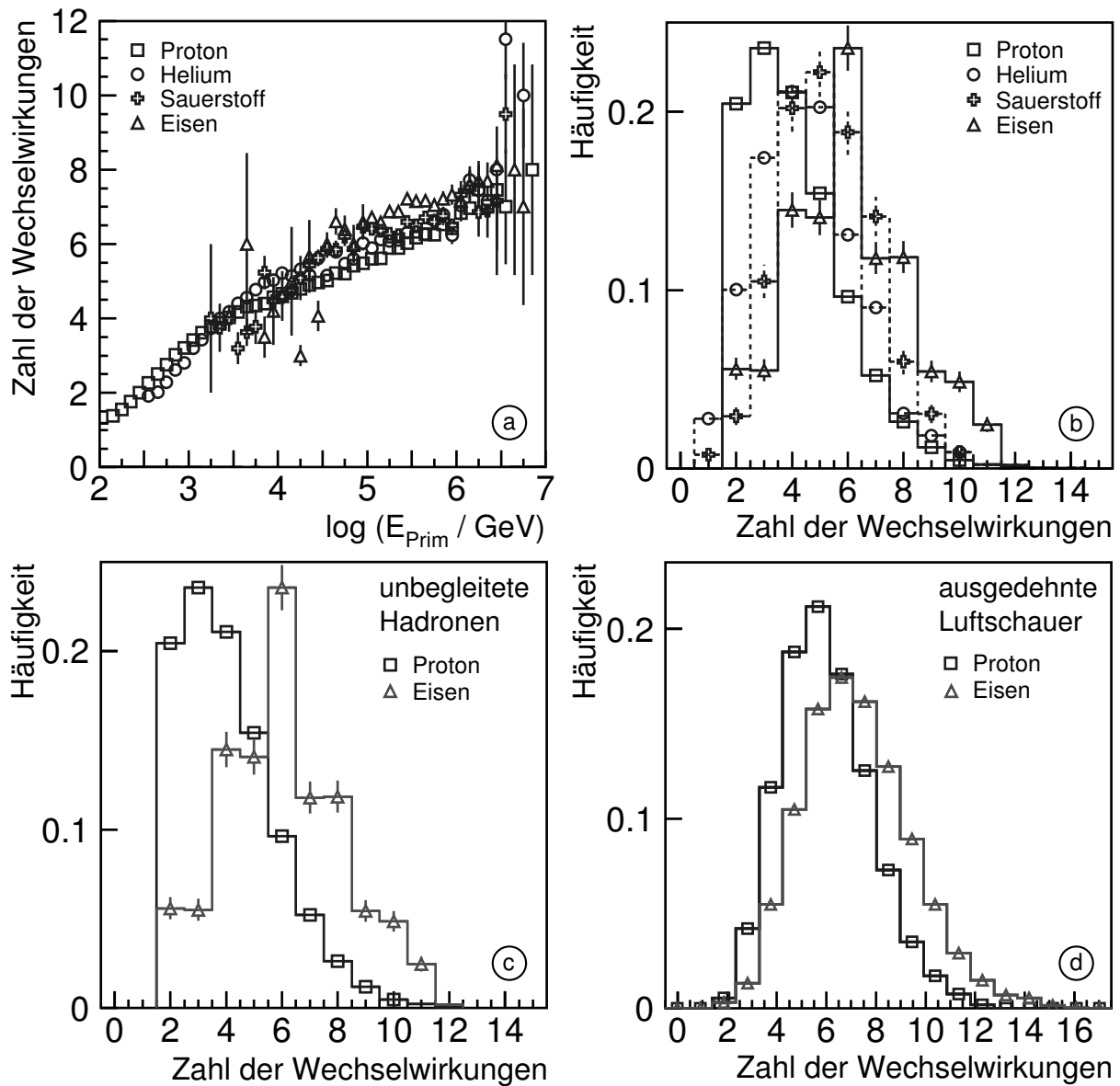


Abbildung 5.9: **Mittlere Zahl der Wechselwirkungen des Primärteilchens in der Atmosphäre bei einer Hadronenergieschwelle von 100 GeV**

Abbildung (a) zeigt die mittlere Zahl der Wechselwirkungen des *unbegleiteten Hadrons* in der Atmosphäre über der Primärenergie des Schauerteilchens dargestellt. Das Diagramm (b) gibt diese Verteilung integriert über den gesamten Energiebereich und als Funktion der Anzahl an Wechselwirkungen des Primärteilchens in der Atmosphäre wieder. Unten sind zwei weitere Verteilungen für Proton- und Eisenschauer einander gegenüber gestellt. Der linke Graph (c) zeigt die relative Häufigkeit der Ereignisse über der Zahl der Wechselwirkungen des Primärteilchens für rekonstruierte *unbegleitete Hadronen*, im rechten Graph (d) für ausgedehnte Luftschauer. Man sieht, daß das Primärteilchen bei rekonstruierten, *unbegleiteten Hadronen* im Mittel weniger Wechselwirkungen vollzogen hat, als wenn es sich um ausgedehnte Luftschauer handelt.



## Kapitel 6

# Das aus dem Flußspektrum anhand von Simulationsrechnungen abgeleitete Proton-Primärspektrum

### 6.1 Bestimmung der Primärenergie des unbegleiteten Hadrons aus seiner rekonstruierten Hadronenergie auf Detektorhöhe

Im nächsten Schritt soll aus den gemessenen und rekonstruierten Hadronenergien im Detektor auf die ursprüngliche Primärenergie der Teilchen geschlossen werden. Trägt man in einem Diagramm beide Energien gegeneinander auf, besser den Logarithmus der Energien, so erhält man die Abbildung 6.1. Die Primärenergie der simulierten Schauer ist über der Hadronenergie des gemessenen, *unbegleiteten Hadrons* in einem "Profile Histogramm" aufgetragen. Auf diese Weise läßt sich jedem Hadron eine mittlere, wahrscheinliche Primärenergie zuweisen. Allerdings würden die sehr großen Fluktuationen in den Energieverteilungen so nicht berücksichtigt werden. Das ist aber notwendig, nicht alleine um Aussagen über sehr kleine Energien (einige 100 GeV) und über sehr große Energien (bis 1 PeV) zu machen. Aus diesem Grund werden den individuellen Hadronen je nach ihrer rekonstruierten Energie wahrscheinliche Primärenergien zugeordnet. Für verschiedene Hadronenergieintervalle wird die Verteilung der zugehörigen Primärenergien aus den Simulationen aufgenommen. Dies geschieht für alle in der Analyse vorkommenden Hadronenergien. Drei Beispiele sieht man exemplarisch für alle Verteilungen in Abbildung 6.2. Die Häufigkeit der Schauer unterschiedlicher Primärenergien die zu bestimmten, rekonstruierten Hadronenergien führen, werden in die entsprechenden Histogramme aufgenommen. Mit dieser Methode sollten Fluktuationen automatisch berücksichtigt werden. Die extrem hohe Anzahl an gemessenen Hadronen gewährleistet eine den Energieverteilungen der Histogramme entsprechende "wahre" Zuordnung der Primärenergien, ohne größere statistische Fluktuationen.

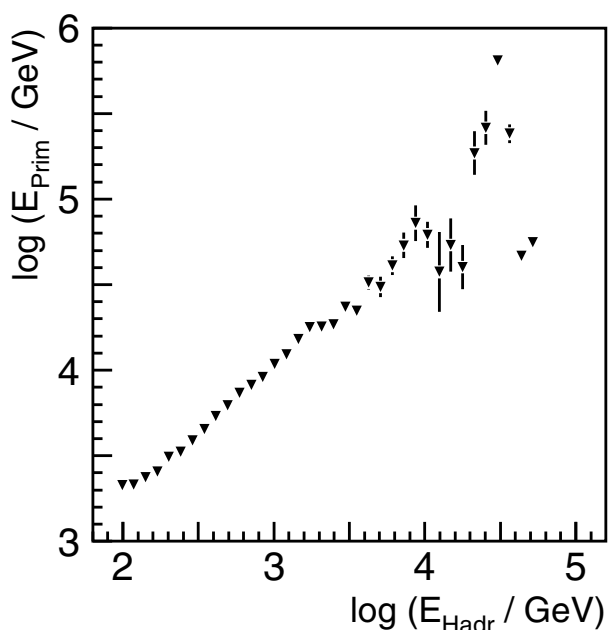


Abbildung 6.1: Zusammenhang zwischen Hadronenergie auf Detektorhöhe und der Primärenergie

Die Genauigkeit dieser Methode kann getestet werden. Den gemessenen Hadronen aus dem Hadronspektrum (Abb. 5.3) wird, mit der oben beschriebenen Methode, eine wahrscheinliche Primärenergie zugewiesen. Bei dem resultierenden Primärspektrum muß abschließend noch die Wahrscheinlichkeit für *single hadrons* in Abhängigkeit des

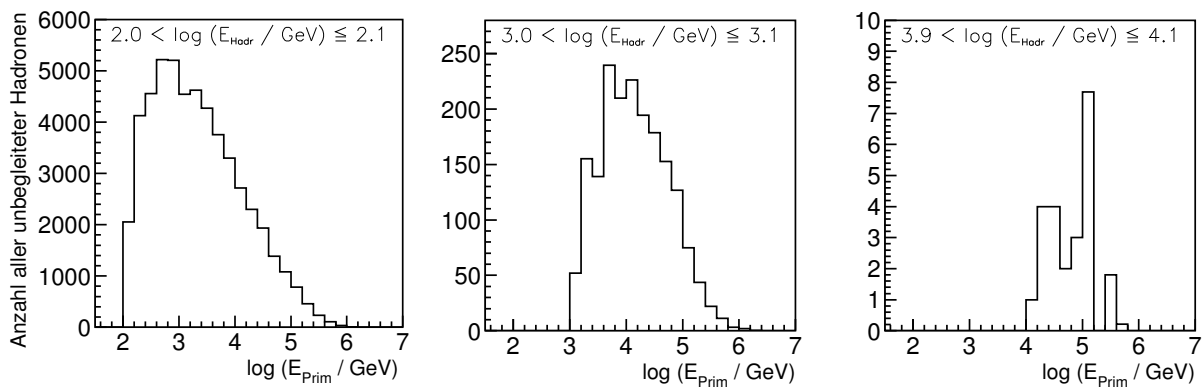


Abbildung 6.2: **Verteilung der simulierten Primärenergie für bestimmte Hadronenergien**

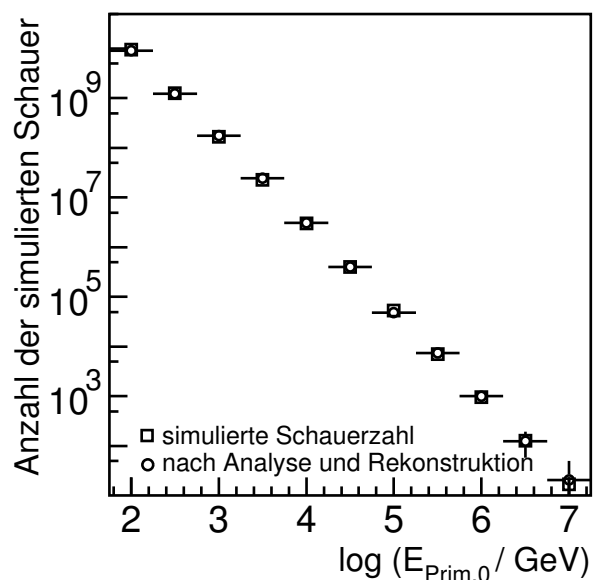
Anhand diesen Verteilungen lassen sich später den gemessenen Hadronen, mittels ihrer rekonstruierten Energie im Kalorimeter, wahrscheinliche Primärenergien zuweisen. Damit hat man die Möglichkeit, aus dem aufgestellten Hadronspektrum ein Primärspektrum bestimmen zu können.

jeweiligen Energieintervalls berücksichtigt werden. Nur ein Bruchteil aller die Erdatmosphäre treffender Primärteilchen bilden Luftschauer, bei denen am Erdboden meßbare Teilchen ankommen, vom Detektor gemessen und anschließend vom Rekonstruktionsprogramm *KRETA* als *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert werden.

Um aus der Analyse auf alle die Erde treffenden Partikel schließen zu können muß dem Rechnung getragen und die "Verluste" von Luftschauern in der Atmosphäre ausgeglichen werden. Man erhält diese Informationen aus den simulierten Luftschauern.

Abbildung 6.3: **Test der Analyseverfahren anhand der Simulationen**

Die offenen Quadrate spiegeln die Zahl der simulierten und analysierten Schauer pro Energieintervall wieder. Die am Erdboden ankommenden Hadronen werden vom Kalorimeter gemessen und die aufgenommenen Daten anschließend mit dem Rekonstruktionsprogramm *KRETA* und dem SHARK-Algorithmus auf *unbegleitete Hadronen* hin untersucht. Diesen Hadronen weiß man eine wahrscheinliche Primärenergie zu, die man aus Simulationen erhält. Berücksichtigt man noch – auch aus Simulationen bekannt – die energieabhängige Effizienz, mit der Schauerpartikel den Erdboden erreichen und dort von Detektoren gemessen werden können, so kann man wieder auf die ursprüngliche Zahl der Schauer schließen. Die offenen Kreise symbolisieren das Ergebnis dieses Verfahrens.



In Abbildung 6.3 ist das Ergebnis dieser Tests dargestellt. Die offenen Quadrate geben die bekannten, simulierten Luftschauer wieder. Die offenen Kreise stehen für die Anzahl an simulierten Schauern, die man nach der Analyse und der Rekonstruktion aus den im Kalorimeter detektierten Hadronen gewinnt. Wenn das Verfahren funktioniert, sollten beide Symbole im jeweiligen Energieintervall aufeinander liegen. Der statistische und der systematische Fehler wurde bei der nach der Analyse erhaltenden Anzahl Luftschauern eingezeichnet. Durch das Multiplizieren der Korrekturfaktoren an das Primärspektrum, um die Effizienzverluste in der Atmosphäre auszugleichen, bläht man die eigentlich kleinen Fehler gewaltig auf, da die Faktoren selbst einen Fehler besitzen. Dennoch ist der

resultierende Gesamtfehler abgesehen von den letzten zwei Energieintervallen jeweils kleiner als die Symbolgröße.

## 6.2 Simulationsstudien der Luftschaue, aus denen unbegleitete Hadronen rekonstruiert werden

Die Anzahl der simulierten Schauer pro Primärteilchen ist in Abbildung 6.4 oben links über der Primärenergie des Primärteilchens oberhalb der Atmosphäre dargestellt. Im Diagramm rechts daneben ist einerseits die Summe aller Simulationen über der Primärenergie aufgetragen, andererseits die Anzahl an Luftschauern, die nach der Analyse und Rekonstruktion zu *unbegleiteten Hadronen* führen. Es zeigt sich, daß die meisten *single hadrons* aus Luftschauern mit einer Energie zwischen 300 GeV und 30 TeV stammen. Dividiert man die eine durch die andere Kurve, erhält man die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion von *unbegleiteten Hadronen* in Abhängigkeit der Primärenergie. Diese Wahrscheinlichkeit ist in den beiden Bildern unten zu sehen. Links ist der gewichtete Mittelwert<sup>1</sup> aller Schauer, rechts in Abhängigkeit des jeweiligen Primärteilchens. Mit zunehmender Energie des primären Teilchens steigt die Wahrscheinlichkeit *unbegleitete Hadronen* zu messen bzw. zu rekonstruieren an. Bei einer Primärenergie von  $E_{Prim} \approx 10^{13}$  eV liegt diese unterhalb von 1% und Simulationsdaten zwischen  $E_{Prim} = 3.2 \cdot 10^{11}$  eV und  $E_{Prim} = 10^{12}$  eV sagen lediglich eine Wahrscheinlichkeit von  $10^{-5}$  voraus, ein *unbegleitetes Hadron* zu rekonstruieren. Aufgrund des steilen Energiespektrums wird die Absolutzahl an *single hadrons* allerdings von solchen "Niederenergieereignissen" dominiert. Das Maximum der Wahrscheinlichkeit von knapp über 10% liegt bei Primärenergien von einigen 100 TeV. Danach fällt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit wieder drastisch. Ausschlaggebend dafür ist, daß bei hohen Energien viel mehr Sekundärteilchen am Erdboden ankommen. Außerdem hat der SHARK-Algorithmus Probleme, individuelle Hadronen die das Kalorimeter mit sehr hoher Energie treffen, auch als solche einzelnen Teilchen zu klassifizieren. Die Energie ist so groß, daß auch in den umliegenden Kanälen Energie deponiert wird. Der Single-Hadron-Rekonstruktionsalgorithmus SHARK interpretiert solche Ereignisse dann als zwei oder mehr Hadronen. Wie man in Abbildung 4.2 und 4.3 gesehen hat, rekonstruiert der Algorithmus bei Energien oberhalb von 10 TeV mehrere Spuren, auch wenn man ausschließlich einzelne Teilchen im Kalorimeter simuliert.

Lediglich bei nur  $3 \cdot 10^{-5}$  für Proton und gar bei nur  $2 \cdot 10^{-6}$  für Helium liegt die Wahrscheinlichkeit *unbegleitete Hadronen* zu rekonstruieren, betrachtet man Schauer mit einer Primärenergie um die 300 GeV. Bei einem TeV liegt die Wahrscheinlichkeit für Protonen bzw. Helium knapp über einem zehntel Promille bzw. knapp darunter. Trotz dieser extrem kleinen Zahlen stammen die meisten gemessenen, *unbegleiteten Hadronen* von den sehr niederenergetischen Primärteilchen. Der Grund dafür ist das steile Energiespektrum. Die prozentual größte Wahrscheinlichkeit aus dem Verhältnis von rekonstruierten, *unbegleiteten Hadronen* zu simulierten Ereignissen liegt für jedes Primärteilchen bei einer anderen Energie. Mit steigender Massenzahl des Schauer teilchens verschiebt sich der Maximalwert der Wahrscheinlichkeit zu größeren Energiewerten hin (Abb. 6.5 links). Das Integral über die Anzahl Schauer aller Energiebereiche, bei denen *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert wurden, ist massenzahlabhängig im rechten Bild der Abbildung 6.5 dargestellt. Man erkennt, daß für primäre Protonen die meisten *unbegleiteten Hadronen* im Verhältnis zur Gesamtanzahl aller *unbegleiteter Hadronen* rekonstruiert werden. Die Heliumkerne liefern nach den Simulationsrechnungen etwa einen Faktor vier weniger an unbegleiteten Teilchen. Sauerstoff- und Eisenkerne sind um zirka einen Faktor 100 unterdrückt.

In erster Näherung läßt sich somit sagen, daß fast alle gemessenen, *unbegleiteten Hadronen* von leichten Primärteilchen, hauptsächlich Protonen, aber auch Heliumkernen stammen. Dies ist, wie gesagt, nur für das Integral gültig. In den einzelnen Energiebereichen (siehe Abb. 6.5 links) sieht dies anders aus. Bei hohen Primärenergien dominieren primäre Heliumkerne den Anteil der *unbegleiteten Hadronen*. Den zweitgrößten Anteil liefern den Simulationen zufolge Eisenkerne. Allerdings liegen die einzelnen Anteile von Protonen, Heliumkernen und Eisenkernen jeweils etwa in der gleichen Größenordnung vor.

Die Annahme mit den gemessenen, unbegleiteten Teilchen näherungsweise auch gleichzeitig das primäre Protonspektrum bestimmen zu können ist nur bis zu einer Energie von etwa 100 TeV gerechtfertigt. Und auch dabei hat man eine Korrektur infolge primärer Heliumkerne anzubringen. Ab 100 TeV liegt der Anteil von schweren Elementen wie Sauerstoff und Eisen in der gleichen Größenordnung wie der Protonanteil.

<sup>1</sup>Die energieabhängige Effizienz, mit der Luftschaue meßbare Sekundärteilchen auf Detektorhöhe bringen, ist für die verschiedenen Primärteilchen unterschiedlich groß.

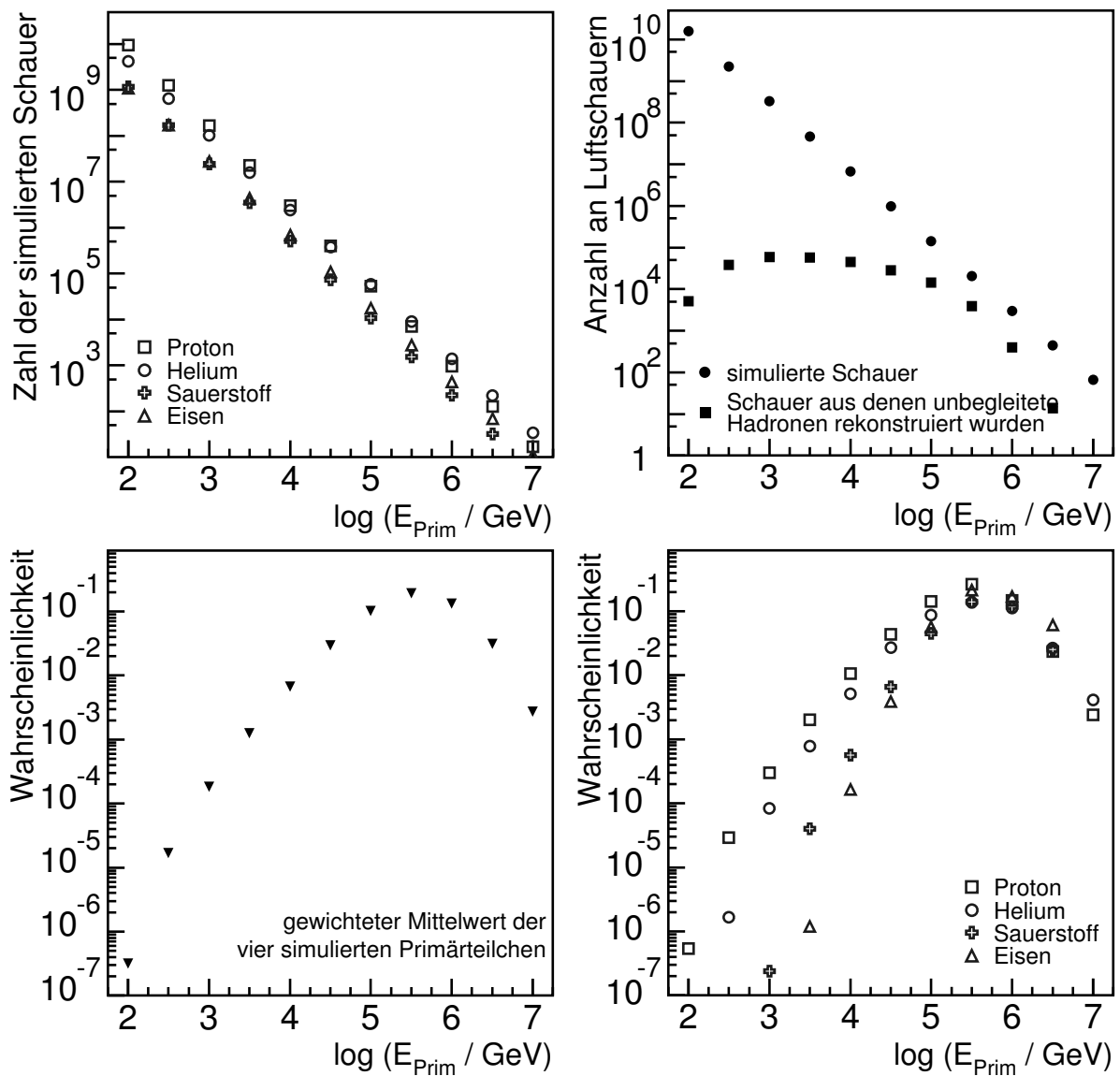
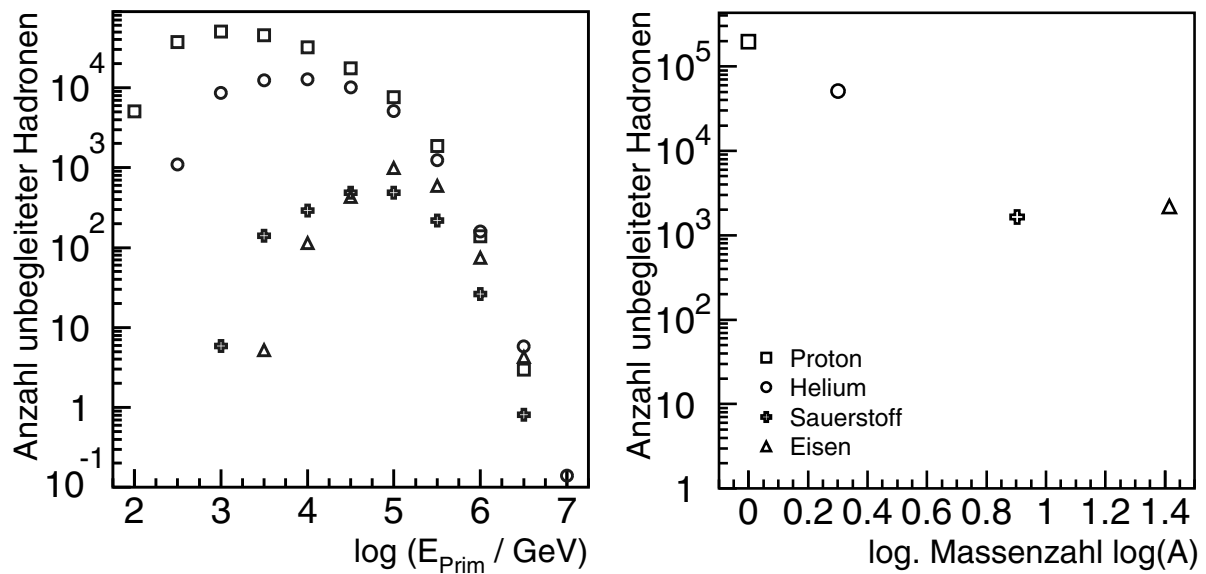


Abbildung 6.4: **Simulierte Luftschauer und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für unbegleitete Hadronen im Kalorimeter**

Die Abbildung oben links gibt die Zahl der simulierten Luftschauer für jedes Primärteilchen an. Die Anzahl ist über der jeweiligen Primärenergie aufgetragen. Rechts daneben spiegeln die geschlossenen Kreise im Graph die Summe aller simulierten Elemente wieder. Die Anzahl der im Kalorimeter gemessenen Schauer, die als *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert werden, sind durch die geschlossenen Quadrate symbolisiert dargestellt. Unten ist, in beiden Bildern, die Wahrscheinlichkeit *unbegleitete Hadronen* zu messen und zu rekonstruieren, abhängig vom betrachteten Primärenergieintervall, aufgetragen. Im rechten Bild sind die Wahrscheinlichkeiten für jedes Primärteilchen getrennt angegeben, links sieht man den Mittelwert aller Simulationen dargestellt.



Abbildung 6.5: **Single Hadron Ereignisse**

Im linken Diagramm ist die Anzahl der rekonstruierten *unbegleiteten Ereignisse* über der Primärenergie zu sehen. Rechts daneben zeigt der Graph das Integral über alle Energiebereiche für die vier Primärteilchen dargestellt.

### 6.3 Bestimmung eines “Primärspektrums” anhand des gemessenen Hadronspektrums

Aus dem angegebenen Hadronspektrum und mit Hilfe der simulierten Luftschaue, die einen Zusammenhang zwischen der Energie des rekonstruierten Hadrons und der Primärenergie des Schauers erlauben, kann man versuchen, das Proton-Primärspektrum aus dem Hadronspektrum abzuleiten<sup>2</sup>. Als Ergebnis erhält man ein “Primärspektrum”, welches allerdings noch nicht bezüglich der Effizienz atmosphärischer “Verluste” korrigiert wurde (Abb. 6.6). Wie man aus den Simulationen und Abbildung 6.4 weiß, hängt die Wahrscheinlichkeit einen Luftschaue als *unbegleitetes Hadron* zu rekonstruieren von dessen Primärenergie ab. Die größte Wahrscheinlichkeit von über 10% findet man bei einer Energie von  $E_{Prim} \approx 300$  TeV, die kleinste Wahrscheinlichkeit von rund  $10^{-7}$  bei  $E_{Prim} \approx 100$  GeV. Um auf das Primärspektrum aus dem resultierenden Spektrum aus Abbildung 6.6 zu schließen, muß man diese Verluste berücksichtigen und jeden Histogrammeintrag mit dem Kehrwert der Wahrscheinlichkeit für *unbegleitete Hadronen* aus Abbildung 6.4 (unten links) multiplizieren.

Das so erhaltene Primärspektrum ist in Abbildung 6.7 links zu sehen. Es beinhaltet alle *single hadron* Ereignisse des Hadronspektrums aus Abbildung 5.5 bzw. 5.7. Um ein reines Proton-Primärspektrum zu bekommen ist es notwendig, die Luftschaue die zu einem Hadronspektrum unbegleiteter Teilchen führen, hinsichtlich der Primärteilchen unterscheiden zu können. Bei der Bestimmung des Proton-Primärspektrums darf man sich dann lediglich auf protoninduzierte Ereignisse beschränken. Kenntnisse über den prozentualen Anteil der einzelnen Elemente an der Gesamtheit aller Meßdaten *unbegleiteter Hadronen* gewinnt man durch die Simulationen. Es ist somit offensichtlich, daß das Ergebnis, das Proton-Primärspektrum also, stark von dem verwendeten Modell der hadronischen Wechselwirkungen in den Simulationen abhängt.

Als Vertreter der einzelnen Massen wurden vier Elemente ausgewählt und entsprechend ihres bekannten, spektralen Index  $\gamma$  simuliert.  $\gamma$  ist aus direkten Messungen bis zu Primärenergien von etwa 100 TeV bekannt. Um auch für größere Energien einen Teilchenfluß angeben und eine bestimmte Zahl an Luftschaue simulieren zu können, wurde der spektrale Index bis zu einigen PeV als bekannt voraus gesetzt. Bei den simulierten Elementen handelte es sich im Einzelnen, wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben, um Proton-, Helium-, Sauerstoff- und Eisenkerne. Proton- und Heliumschauer wurden simuliert, da diese Elemente die Summe aller gemessenen, *unbegleiteten Hadronen*

<sup>2</sup>Die Methode wurde auf Seite 57 vorgestellt.

Abbildung 6.6: **Primärspektrum ohne Berücksichtigung der atmosphärischen "Verluste"**  
 Weißt man jedem *unbegleiteten Hadron* eine Primärenergie zu, so erhält man das Spektrum, wie es rechts zu sehen ist. Bei diesem "Primärspektrum" muß aber noch die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, ein *unbegleitetes Hadron* in Abhängigkeit der jeweiligen Primärenergie zu messen und zu rekonstruieren. Nur ein Bruchteil aller die Erdatmosphäre treffender Primärteilchen bilden Luftschauer, bei denen am Erdboden meßbare Teilchen ankommen und als *unbegleitete Hadronen* rekonstruiert werden. Diese, für ein echtes Primärspektrum notwendige Korrektur ist hier noch nicht angebracht.

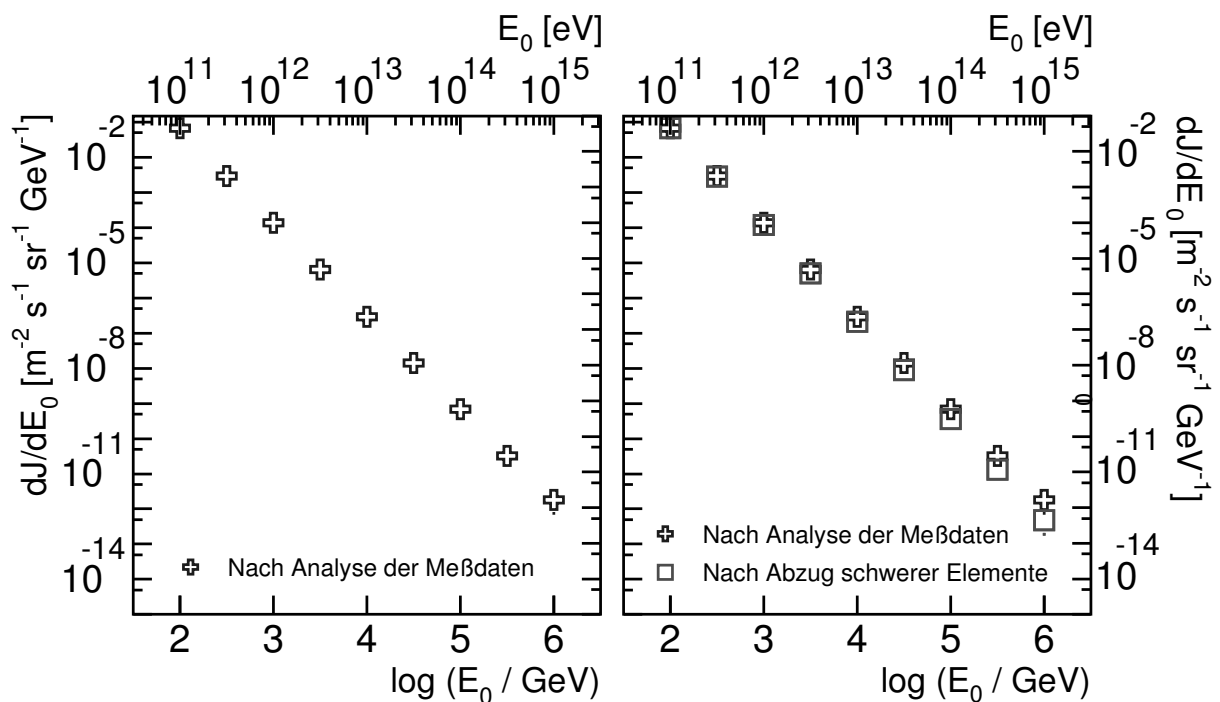
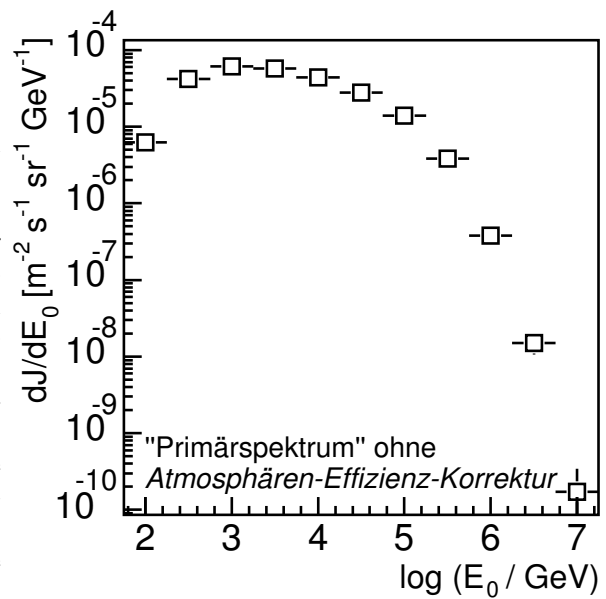


Abbildung 6.7: **Primärspektrum**

In beiden Diagrammen ist ein Primärspektrum über der Primärenergie der Teilchen aufgetragen. Links ein Bild, in dem das Primärspektrum dargestellt ist, wie man es erhält, wenn man jedem gemessenen, *unbegleiteten Hadron* aus dem Hadronspektrums eine Primärenergie zuweist. Im Graph rechts daneben wurden alle Ereignisse von diesem "linken" Spektrum abgezogen, bei denen der Luftschauer von Primärteilchen induziert wurde, die eine größere Kernladungszahl als Protonen haben. Die Informationen sind abhängig von den Simulationsrechnungen und dem verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodell und natürlich auch von der angenommenen Elementzusammensetzung.

dominieren. Sauerstoff repräsentiert die mittelschweren Elemente; Eisen steht stellvertretend für die schwere Gruppe. Anhand der Simulationsrechnungen und der angenommenen Elementzusammensetzung läßt sich der Anteil der einzelnen Teilchenmassen am gemessenen Hadronspektrum angeben. Das Ergebnis dieser Analyse wurde in Abbildung 6.4 und 6.5 vorgestellt.

## 6.4 Bestimmung des Proton-Primärspektrums anhand des aus der Analyse gewonnenen “Primärspektrums”

Man erkennt, daß bei einer Primärenergie bis etwa 100 TeV der Anteil an sauerstoff- und eiseninduzierten Luftschauern, verglichen zu proton- und heliuminduzierten, vernachlässigt werden kann. Er ist mindestens eine Größenordnung kleiner. Bis knapp 10 TeV braucht auch der Anteil an “Helium”-Ereignissen nicht berücksichtigt zu werden. Ab einigen 100 TeV liegt die Zahl der gemessenen, *unbegleiteten Hadronen* der verschiedenen Elemente in der gleichen Größenordnung vor, und die Heliumschauer liefern ab 1 PeV sogar den dominierenden Anteil an der Gesamtzahl aller gemessenen *single hadrons*.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache läßt sich das aus dem gewonnenen Hadronspektrum nach der Analyse resultierende Primärspektrum korrigieren. Der Anteil aller Elemente schwerer als Protonen wurde vom Spektrum abgezogen. Das Ergebnis ist im rechten Teilbild von Abbildung 6.7 dargestellt. Die offenen Kreuze symbolisieren das Primärspektrum vor der Korrektur, ohne die zu ihm beitragenden Elemente gesondert berücksichtigt zu haben. Die offenen Quadrate zeigen das Proton-Primärspektrum, wenn man den Anteil der “schweren Elemente” subtrahiert. Um Details erkennen zu können, und um die Zahl der Größenordnungen auf der y-Achse zu beschränken, wird das Spektrum in Abbildung 6.8 abermals aufgetragen, allerdings wird der Fluß mit  $E^{2.5}$  multipliziert. (Das Fehlerband ist in Anhang B erläutert und sein Zustandekommen wird dort diskutiert).

Zusätzlich wurden Ergebnisse anderer Messungen und Experimente, sowohl direkte als auch indirekte Messungen in das Diagramm eingezeichnet. Unterhalb von 300 GeV sind die direkten Messungen nicht eindeutig. Es gibt zwei Messungen von Webber aus dem Jahre 1987 und von Ryan aus dem Jahre 1972 die einen deutlich höheren Fluß im Vergleich zu späteren Untersuchungen gemessen haben. Diese späteren, größtenteils zwischen 1990 und 2000 durchgeführten Experimente geben einen etwa 30% niedrigeren Protonfluß an. Obwohl die meisten Messungen “verhältnismäßig nahe” beieinander liegen, streuen die Werte bis zu einem Faktor 2. Die meisten Messungen oberhalb von 300 GeV untersuchen einen Energiebereich, der sich von knapp unter 10 TeV bis etwas über 100 TeV erstreckt.

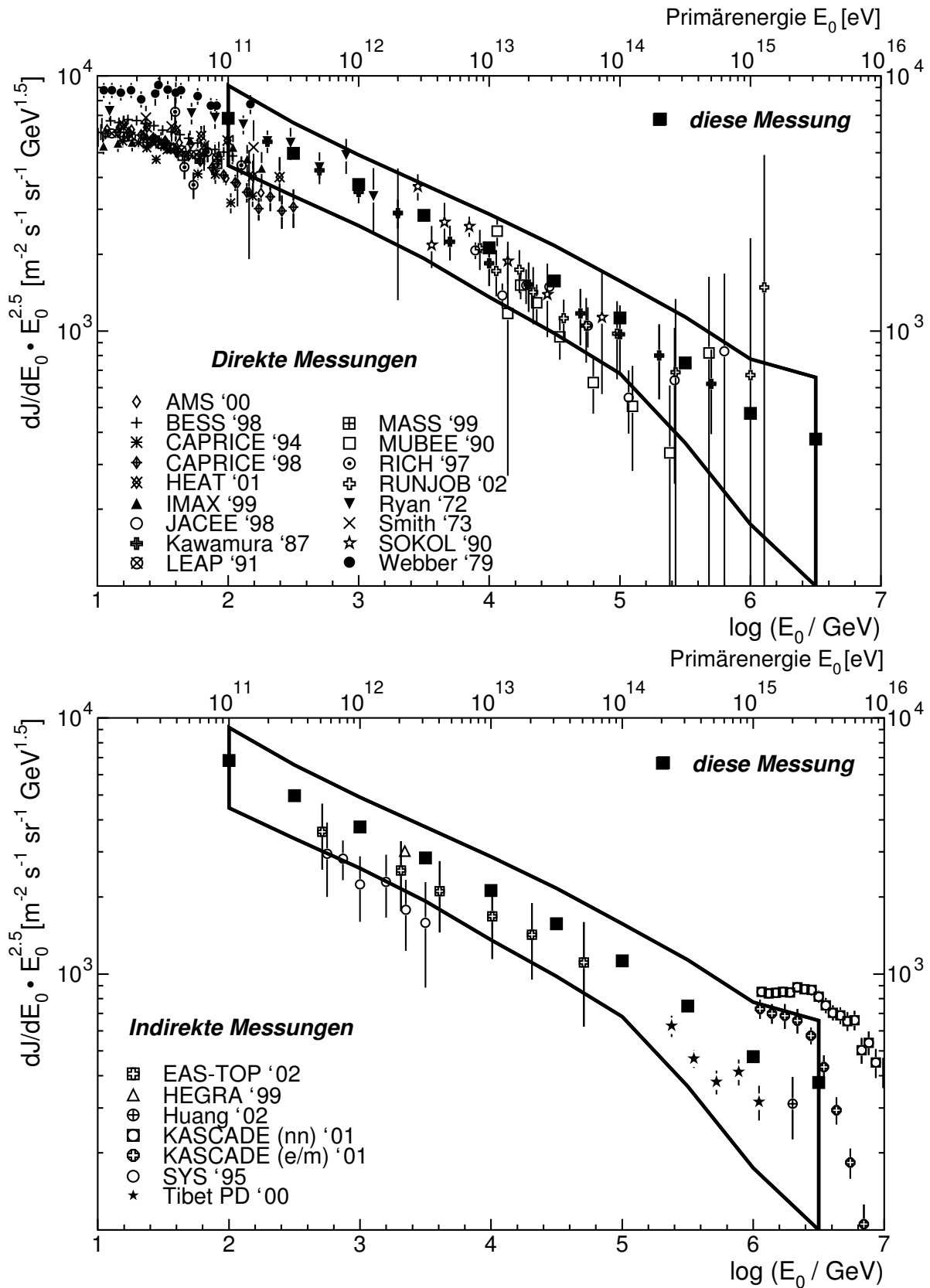
Trotz der teilweise großen Fehlerbalken, die in Extremfällen bei einem Faktor 10 liegen, sind die Ergebnisse der unterschiedlichen Experimente wie RUNJOB und JACEE recht nahe beieinander. Ab 100 TeV ist die derzeitige Grenze von direkten Messungen erreicht. Die verschiedenen in diesen Bereichen noch laufenden Experimente weichen gegenseitig stark voneinander ab, und die angegebenen Fehlerbalken erstrecken sich über eine Größenordnung (siehe Abbildung 6.8 oben).

Auch vom *KASCADE* Experiment existieren zwei weitere Analysen zum Proton-Primärspektrum in diesem Energiebereich. Zum einen handelt es sich dabei um eine Analyse, basierend auf einem neuronalen Netz. Sie benutzt verschiedene Observablen von *KASCADE* [Rot02]. In der anderen Arbeit wird eine Entfaltungstechnik heran gezogen. Die elektromagnetische und die myonische Komponente, die das Array mißt, werden dazu untersucht [Ulr01]. Beide Resultate sind vorläufig und werden im Augenblick eingehender untersucht. Neuere Daten sind in Kürze zu erwarten [Ulr03].

Da sowohl unterschiedliche Observablen in den drei *KASCADE* Untersuchungen benutzt werden, die Analysemethoden sich unterscheiden und der jeweilige verwendete Simulationssatz mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodell andere sind, ist es nicht verwunderlich, daß sich die Ergebnisse der einzelnen Arbeiten unterscheiden. Die Frage welche der Analysen das Proton-Primärspektrum über 1 PeV besser beschreibt, wird wohl erst in Zukunft und mittels weiterer Analysen geklärt werden können.

In Abbildung 6.8 wurden der Übersichtlichkeit wegen die Daten der direkten und der indirekten Messungen getrennt, zusammen mit den Resultaten dieser Arbeit, eingezeichnet.

Wie schon des öfteren erwähnt, hängt das Ergebnis der Analyse maßgeblich vom simulierten Datensatz ab. Sowohl das in *CORSIKA* verwendete Wechselwirkungsmodell für hadronische Prozesse, als auch die Anzahl simulierter Ereignisse pro Energieintervall und die angenommenen Elementzusammensetzung beeinflussen das zu bestimmende Protonspektrum. Aus zeitlichen Gründen war es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich weitere

Abbildung 6.8: **Proton-Primärspektrum**

Oben sind ausschließlich Ergebnisse direkter Messungen, unten lediglich indirekter Messungen zusammen mit dem Resultat dieser Arbeit inklusive Fehlerintervall eingezeichnet.

AMS [Alc00], BESS [San00], CAPRICE [Boe99, Moc01], EAS-TOP [Agl03], HEAT [DuV01], HEGRA [Aha99], Huang [Hua03], IMAX [Men00], JACEE [Asa98], KASCADE(nn) [Rot01], KASCADE(e/m) [Ulr01], Kawamura [Kaw89], LEAP [Seo91], MASS [Bel99], MUBEE [Zat93], RICH [die03], RUNJOB [Apa01], Ryan [Rya72], Smith [Smi73], SOKOL [Iva93], SYS [Ino97], Tibet [Ame00] und Webber [Web87]

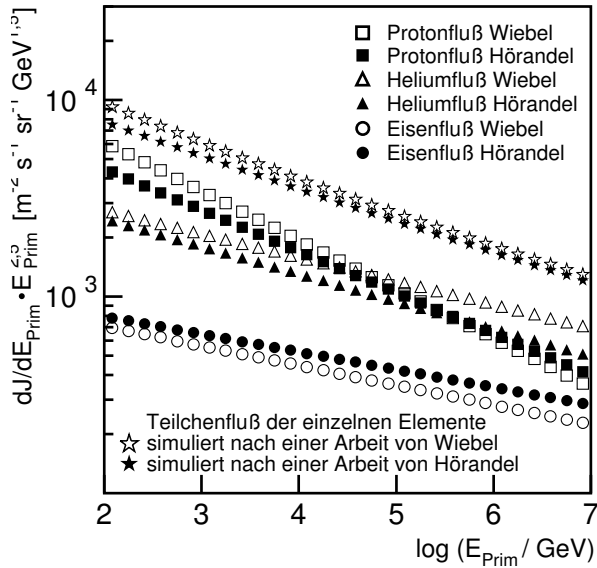


Abbildung 6.9: Unterschiedliche Primärflüsse einzelner Elemente beruhend auf verschiedenen Analysen

Wechselwirkungsmodelle zu rechnen und diese mit den Resultaten des hier benutzten QGSJET-Modells zu vergleichen.

Die Zahl der gerechneten Schauer pro Energieintervall bei dem verwendeten Simulationsdatensatz basiert auf den direkten Messungen. Der differentielle Fluß bei den unterschiedlichen Elementen entspricht den Zusammenstellungen von B. Wiebel [Wie94] aus dem Jahr 1994, die auf den damals bekannten, direkten Messungen beruhen. Er ist in Abbildung 3.4 für die hier relevanten Teilchenmassen gezeigt. Neueren Experimenten direkter Messungen zufolge ist der Protonfluß unterhalb von 1 TeV bei B. Wiebel allerdings zu hoch angenommen. Es soll deshalb getestet werden, ob und wie sich ein anders zusammengesetzter Simulationssatz auf das Analyseergebnis hinsichtlich des abgeleiteten Proton-Primärspektrums auswirkt. Aus diesem Grund wurde die Anzahl der simulierten Teilchen pro Energieintervall, beruhend auf einem anderen differentiellen Teilchenfluß mit einem anderen spektralen Index für jedes Element neu berechnet. Der der Analyse nun zugrunde liegende Teilchenfluß basiert auf einer Analyse von J. Hörandel [Hör03] aus dem Jahr 2002, in dem die niedrigeren primären Protonenflüsse von AMS, BESS, CAPRICE und HEAT berücksichtigt sind. Ein Vergleich der parametrisierten Flußspekren von B. Wiebel und J. Hörandel wurde in Abbildung 6.9 aufgetragen. Über den gesamten Energiebereich hinweg nimmt der Anteil der Eisenkerne nach der letzten Analyse einen größeren Platz ein. Dagegen werden weniger Heliumkerne vorausgesagt. Der Anteil an Protonen ist in der Analyse von Hörandel bei kleinen Energien deutlich geringer, als nach Wiebel. Allerdings nähern sich die beiden Verteilungen allmählich an, um etwa bei einigen 100 TeV Primärenergie die gleiche Häufigkeit vorauszusagen.

Zum Vergleich seien der absolute Fluß  $\phi_0$  bei 1 TeV pro Nukleon und der spektrale Index  $\gamma$  angegeben:

Bei Wiebel [Wie94]:  $\phi_0^H = 10,91 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ,  $\phi_0^{He} = 6,6 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ,  $\phi_0^O = 1,57 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) und  $\phi_0^{Fe} = 1,78 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ;  $\gamma_H = 2,75$  ,  $\gamma_{He} = 2,62$  ,  $\gamma_O = 2,68$  und  $\gamma_{Fe} = 2,6$

Bei Hörandel [Hör03]:  $\phi_0^H = 8,73 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ,  $\phi_0^{He} = 5,71 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) und  $\phi_0^{Fe} = 2,04 \cdot 10^{-2}$  Kerne/(m<sup>2</sup>sTeVsr) ;  $\gamma_H = 2,71$  ,  $\gamma_{He} = 2,64$  und  $\gamma_{Fe} = 2,59$

## 6.5 Einfluß simulierter Primärflüsse der einzelnen Elemente auf das Proton-Primärspektrum

Die unterschiedlichen Proton-Primärspektren, die mittels den verschiedenen Simulationsdatensätzen abgeleitet wurden, sind in Abbildung 6.10 zu sehen. Die Anzahl der zu simulierenden Luftschaer pro Primärenergieintervall errechnet sich aus dem differentiellen Teilchenfluß der einzelnen Elemente, der wiederum von den verschiedenen

Messungen und Analysen abhängt. Ein potentieller Teilchenfluß stammt aus der Arbeit von B. Wiebel, ein anderer aus der Arbeit von J. Hörandel. Im linken Teilbild von Abb. 6.10 ist das Proton-Primärspektrum dargestellt, wie es sich aus der Analyse mit Simulationen nach B. Wiebel ergibt. Das rechte Bild zeigt das Proton-Primärspektrum mit Hilfe der Simulationen nach einem differentiellen Teilchenfluß, wie er in [Hör03] angegeben ist. Die offenen Kreuze geben jeweils das Primärspektrum an, wie man es erhält, wenn man allen *unbegleiteten Hadronen* aus dem gemessenen Hadronenspektrum eine Primärenergie zuweist. Nach den bisherigen Erläuterungen ist deutlich, daß es sich bei den Ereignissen im Hadronenspektrum nicht ausschließlich um protoninduzierte Schauer handelt. Zieht man den Anteil schwerer Elemente vom Primärspektrum ab, so bleibt das Proton-Primärspektrum übrig. In Abbildung 6.10 wird dieser primäre Protonfluß durch die offenen Quadrate symbolisiert.

Abschließend muß bemerkt werden, daß die großen Fehlerbalken, resultierend unter anderem aus der Analyse-methode, es kaum erlauben, Ergebnisse anderer Experimente auszuschließen oder zu favorisieren. Zumindest innerhalb der "gesicherten" Werte dieser Arbeit, bei einem Energieintervall zwischen 300 GeV und etwa 100 TeV, liegen alle eingezeichneten Messungen. Ab einer Energie von 100 TeV, wo kaum noch direkte Messungen möglich sind, variieren die Ergebnisse der verschiedenen Experimente enorm. In diesem Bereich scheint augenblicklich keine gesicherte Aussage möglich.

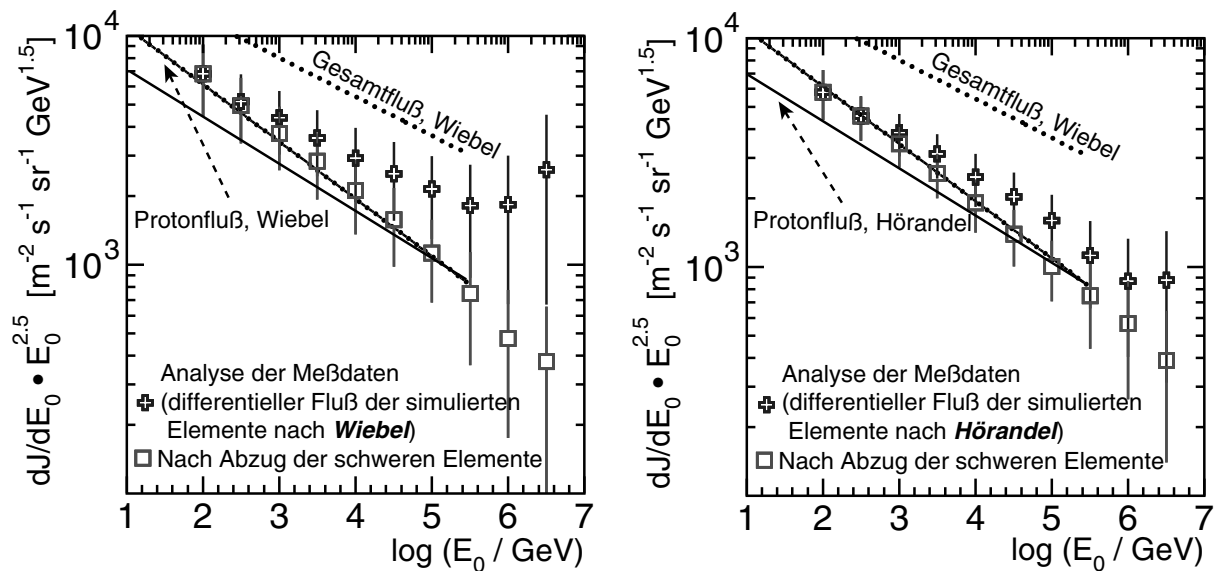


Abbildung 6.10: **Proton-Primärfluß bei Simulationen mit unterschiedlicher Elementzusammensetzung**

Links wurden die Primärteilchen entsprechend dem differentiellen Fluß aus Untersuchungen von B. Wiebel, im rechten Bild nach einer Analyse von J. Hörandel simuliert.

# Zusammenfassung

Das Spektrum auf Detektorhöhe unbegleiteter Hadronen aus Luftschauern (Abb. 5.5) wurde gemessen und sowohl mit Simulationsdaten, als auch mit Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Mit den Simulationen kann das Spektrum bis zu Hadronenergien von etwa 10 TeV gut beschrieben werden. Bei größeren Energien, bei denen die Statistik der Simulationen sehr gering ist, liegt der Hadronfluß etwa eine Größenordnung höher. Im Rahmen der Fehler stimmen alle anderen Experimente, die sich bedingt durch äußere Umstände, wie z.B. die Höhe des Detektors über Meeresniveau, mit dem *KASCADE* Experiment vergleichen lassen (Fickle und Lamb, Cowan und Matthews und natürlich ältere *KASCADE*-Untersuchungen), mit den aktuellen Meßwerten gut überein. Unterschiedliche Selektionskriterien bezüglich einer zugelassenen, "erlaubten" Anzahl an das *single hadron* begleitende Sekundärteilchen ändern den absoluten Fluß, die Form des Spektrums allerdings nur wenig (Abb. 5.7).

Anhand von Simulationen läßt sich jeder Hadronenergie eine wahrscheinliche Primärenergie zuweisen. Damit ist es möglich, aus dem Hadronenspektrum ein Primärspektrum aufzustellen. Der Anteil der Protonen an diesem Spektrum ist – beruhend auf Simulationen mit einem verwendeten, hadronischen Wechselwirkungsmodell – bekannt. Anteile schwererer Elemente lassen sich vom Primärspektrum abziehen, und man erhält dann das Proton-Primärspektrum, wie es in Abbildung 6.8 dargestellt ist.

Die Daten beschreiben die direkten Messungen zwischen 1 und 100 TeV gut. Unterhalb von 1 TeV, etwa um die 100 GeV, variieren die direkten Messungen einzelner Experimente. Dabei gibt es zwei Gruppen von Messungen. Ältere Daten geben einen höheren Fluß an als aktuelle Untersuchungen. Die Unterschiede liegen zwischen 30% und etwa einem Faktor 2.

Beruhet der simulierte Datensatz, der simulierte Teilchenfluß der individuellen Elemente, auf den direkten Messungen der älteren Experimente ("Wiebel-Simulationen"), dann liegt das resultierende Proton-Primärspektrum nach der Analyse genau auf diesen direkten Messungen. Ändert man die Simulationen, d.h. die einzelnen Teilchenflüsse und simuliert in diesem Energiebereich bis einige 100 GeV nach den Daten der neueren, direkten Messungen ("Hörandel-Simulationen"), so bekommt man einen Primärfluß, der zwar etwas tiefer liegt, allerdings noch deutlich oberhalb dem vorhergesagten Fluß von z.B. AMS, CAPRICE und anderen (Abb. 6.10).

Oberhalb von einigen 100 TeV kann der Fluß der kosmischen Strahlung augenblicklich nicht mehr direkt gemessen werden.

Der Vergleich mit Ergebnissen anderer indirekter Messungen ist im unteren Teilbild von Abbildung 6.8 gezeigt. Zwischen einigen 100 GeV und einigen 10 TeV stimmen die Werte dieser Arbeit gut mit den Analysen von EASTOP überein. Ab etwa 100 TeV streuen die Aussagen der einzelnen Messungen und Experimente gewaltig. Bedingt durch die Analysemethoden besitzen die Datenpunkte dieser Arbeit sehr große Fehlerbänder, die es nicht erlauben, einzelne andere Messungen eindeutig zu favorisieren oder auszuschließen.





## Anhang A

# Kalorimeter-Eventdisplay

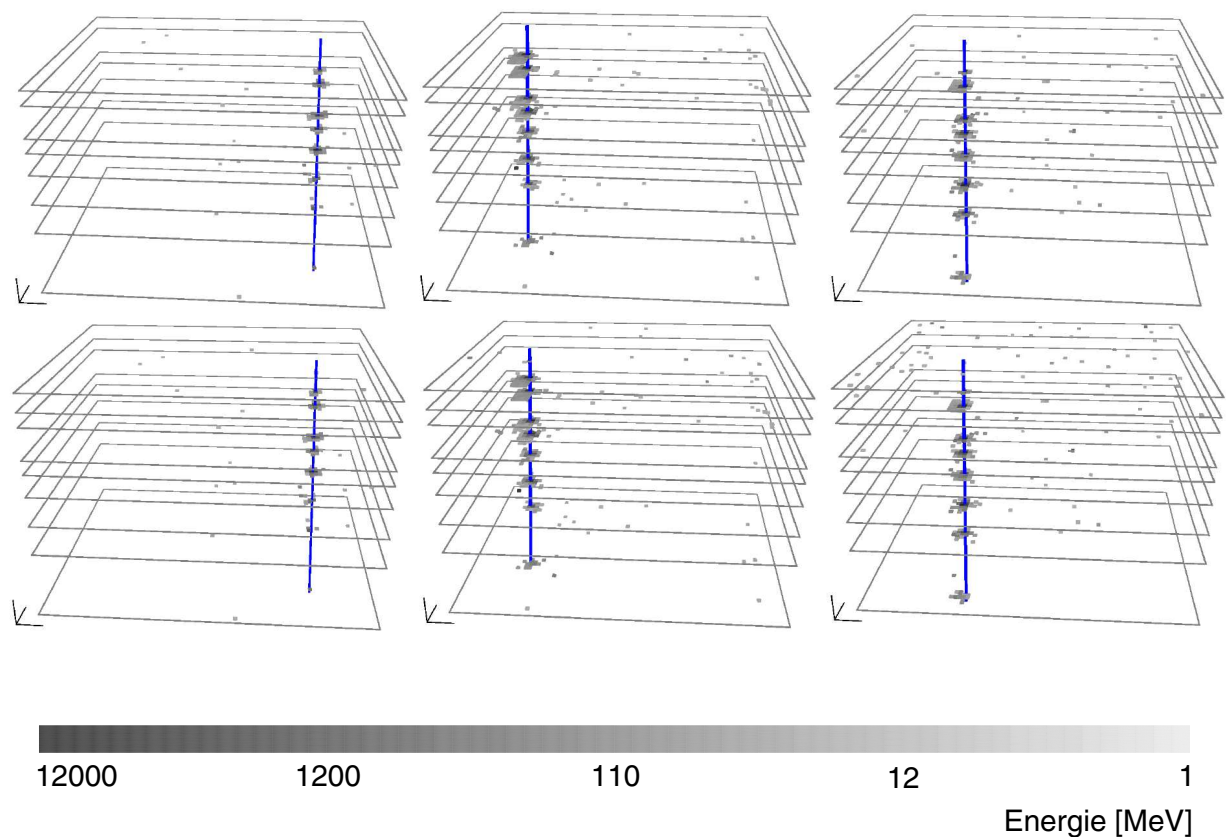


Abbildung A.1: **Unbegleitete Hadronen im Kalorimeter**

Hier sind drei Beispiele von im Detektor gemessenen, *single hadron* Schauern dargestellt. Die obere Reihe zeigt jeweils die 8 Detektorebenen; unten ist zusätzlich die Toplage als oberste, 9te Detektorebene mit eingezeichnet. Sie mißt alle Teilchen (hadronische, elektromagnetische und myonische Komponente) des Luftschauers und gibt somit eine Abschätzung der Größe und der Zahl der Sekundärteilchen an. Zur Klassifikation von Schauern als *unbegleitete Hadronen* wurden die Informationen aus der Toplage bei der Analyse nicht berücksichtigt. Man sieht jedoch schön, daß es sich bei den exemplarisch ausgewählten Ereignissen “wirklich” um *unbegleitete Hadronen* handelt, die keine nennenswerte Zahl an weiteren Begleitteilchen mitführen.

Das Eventdisplay erlaubt die visuelle Darstellung gemessener Schauer sowie die Ergebnisse und Resultate des Rekonstruktionsalgorithmus. Aus den etwa 2,5 Millionen gemessenen, analysierten und als *single hadron* eingestuft Ereignissen wurden zwei unterschiedliche Gruppen in Abbildung A.1 und A.2 dargestellt. In beiden Fällen handelt es sich um von *KRETA* rekonstruierte, *unbegleitete Hadronen*, d.h. der Rekonstruktionsalgorithmus

SHARK konnte in allen Fällen genau eine Spur im Detektor bestimmen. Bei der Analyse wurden lediglich die 8 aktiven Lagen des Hadronkalorimeters benutzt, die Informationen aus der Toplage wurden nicht berücksichtigt, da diese erst Ende 2002 vollständig fertig gestellt worden war.

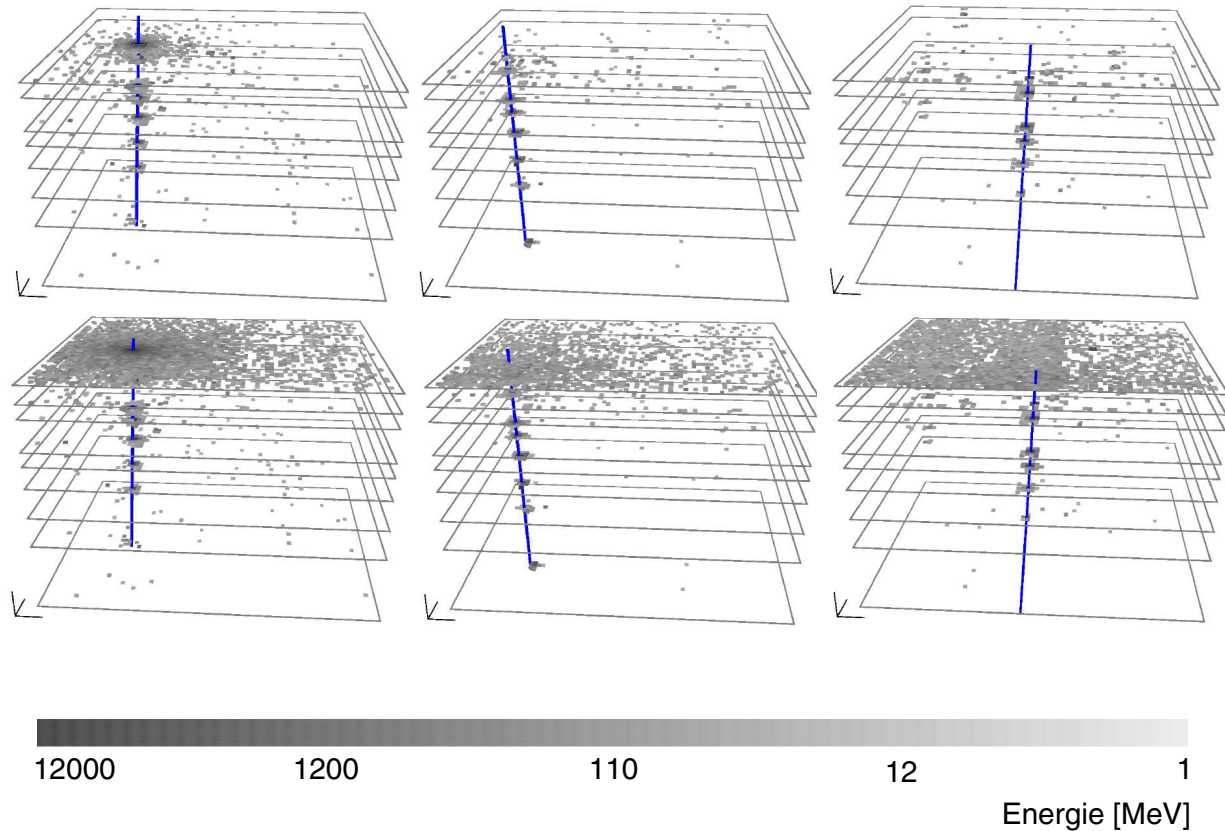


Abbildung A.2: **Unbegleitete, vom Kalorimeter registrierte, Hadronen**

Hier sind drei Beispiele von Luftschauern dargestellt, die als *single hadron* im Detektor registriert und bei der späteren Analyse als solche rekonstruiert werden. Die obere Reihe zeigt wieder die 8 Detektorebenen des Hadronkalorimeters; unten ist abermals die Toplage als 9te Detektorebene zusätzlich mit eingezeichnet. Sie mißt alle Teilchen (hadronische, elektromagnetische und myonische Komponente) des Luftschauers und gibt somit eine Abschätzung der Größe und der Zahl an Sekundärteilchen. Der SHARK-Prozessor rekonstruiert in all diesen Fällen ausschließlich eine Spur im Hadronkalorimeter und klassifiziert den Schauer daher als *unbegleitetes Hadron*. Betrachtet man sich aber zusätzlich die Toplage, fällt sofort die große Anzahl Sekundärteilchen auf, die das "einzelne Hadron" begleiten. Folglich könnte wohl eine zu große Zahl an *single hadrons* registriert werden.

Wird ein Luftschauer als *unbegleitetes Hadron* eingestuft, kann man sich anschließend den Schauer im Eventdisplay betrachten, zumindest bei den Ereignissen, bei denen die Toplage fertig gestellt worden war und an der Messung teilgenommen hat. Abbildung A.1 zeigt Beispiele auf, bei denen sich keine Sekundärteilchen in der Toplage, die alle Komponenten des Luftschauers (hadronische, elektromagnetische und myonische) messen kann zeigen. Es handelt sich in diesen Fällen also "wirklich" um *single hadrons*. Anders sieht es bei den Beispielen in Abbildung A.2 aus. Auch hier rekonstruiert der SHARK-Algorithmus lediglich eine Spur im Kalorimeter und zählt den Schauer folglich zu den *unbegleiteten Hadronen*. Ein Blick auf die Toplage läßt allerdings sofort erkennen, daß diese Ereignisse von zahlreichen Sekundärteilchen begleitet werden und es sich also eigentlich nicht um *unbegleitete Hadronen* handelt.

Eine Abschätzung über den prozentualen Anteil an Schauern, die man dem ersten Fall (Abb. A.1) zurechnen kann, und denen, die zum zweiten Fall (Abb. A.2) gehören, ist leider nicht möglich. Dafür müsste man die Informationen der Toplage auswerten. Da diese aber erst seit 2002 mißt, ist die augenblickliche Statistik dafür noch zu gering.

## Anhang B

# Analysemethode und Fehlerabschätzung

### B.1 Hadronspektren

Alle gezeigten Spektren enthalten einen Gesamtfehler, der sich sowohl aus statistischen, als auch aus systematischen Fehlerbalken (Größtfehlerabschätzung) zusammensetzt. In einem ersten Schritt werden in einem Histogramm alle als *unbegleitete Hadronen* klassifizierten Schauer über ihrer rekonstruierten Hadronenergie im Kalorimeter aufgetragen (Abb. 5.4). Dabei wird berücksichtigt, daß die Rate, die Häufigkeit also mit der die Hadronen den Detektor treffen, von den atmosphärischen Bedingungen abhängt (Abb. 5.2). Jeder einzelne Eintrag bekommt ein entsprechendes Gewicht. Bei einem Luftdruck von 1013 mbar ist es genau 1. Dies soll verhindern, daß gemessene *single hadrons* bei unterschiedlichen Luftdrücken unterschiedlich stark gewertet werden.

Um daraus nun ein Flußspektrum der *unbegleiteten Hadronen* zu erhalten, wird jeder Histogrammeintrag durch die Meßfläche des Detektors ( $304 \text{ m}^2$ ), durch die gesamte effektive Meßzeit (etwa 81 Millionen Sekunden), durch den untersuchten Raumwinkel  $\Omega$  ( $\Omega(\leq 30^\circ) = 0,84179$ ) und durch die Energie im entsprechenden Energieintervall dividiert. Abschließend bleibt noch Totzeitkorrektur des Detektors und die energieabhängige Trigger- und Rekonstruktionseffizienz zu berücksichtigen. Dazu multipliziert man jedes Histogrammintervall mit dem Kehrwert der Gesamteffizienz.

Um dem resultierenden Flußspektrum nun aussagekräftige Fehlerbalken zuweisen zu können, wurde eine Größtfehlerabschätzung durchgeführt. Alle Werte, durch die wie oben beschrieben dividiert bzw. multipliziert wird, besitzen einen Fehler. Dominierender Anteil des Fehlers liefert die Effizienzkorrektur. Es wurden anhand von Simulationen vier Korrekturfunktionen für vier diskrete Winkel bestimmt. Einerseits besitzt jede Funktion selbst eine gewisse Ungenauigkeit, die sich aus der Tatsache ergibt, daß sie alle einzelnen Punkte verbinden muß und auch die Fehler dieser verschiedenen Datenpunkte zu berücksichtigen hat, andererseits hängt der Korrekturwert vom rekonstruierten Winkel ab. Die Genauigkeit der Rekonstruktion des Einfallswinkels durch den SHARK-Algorithmus in *KRETA* ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Zwei weitere Male bestimmt man nun ein Hadronspektrum aus den Informationen in Abbildung 5.4. Im ersten Fall wurde dabei die maximale Abweichung aller verwendeten Parameter in die eine Richtung, im zweiten Fall die maximale Abweichung in die andere Richtung angenommen. Somit erhält man eine mögliche maximale Verschiebung der Kurve nach unten bzw. nach oben, unter der Annahme, daß all diese Parameter unabhängig sind und das Resultat in die gleiche Richtung verändern.

### B.2 Proton-Primärspektrum

Aus dem Hadronspektrum (Abb. 5.5) bestimmt man das Primärspektrum, in dem man jedem einzelnen Schauer bzw. jedem *unbegleiteten Hadron* nach allen Korrekturen (Trigger, Rekonstruktion, Atmosphäre, etc.) und nach den, für einen Fluß, notwendigen Divisionen (Fläche, Energie, Meßzeit, Winkel) eine wahrscheinliche Primärenergie zuweist, wie man sie aus Simulationsrechnungen bekommt (siehe Abb.6.2 und Erklärung auf Seite 57). Abschließend bleiben noch die "Schauerverluste" in der Atmosphäre zu berücksichtigen, da lediglich ein kleiner Prozentteil aller die Erde treffenden, kosmischen Teilchen als *unbegleitete Hadronen* im Detektor registriert werden (Abb. 6.4). Um anhand des Spektrums aus Abbildung 6.6 auf das Primärspektrum zu schließen, muß man es mit dem Kehrwert der energieabhängigen Wahrscheinlichkeiten für die Messung von *single hadrons*

multiplizieren, wie sie in Abbildung 6.4 unten links und rechts zu sehen sind.

Da das Primärspektrum aus dem Hadronenspektrum abgeleitet wurde und zum Hadronenspektrum nicht bloß Protonen, sondern auch Elemente von Helium bis Eisen beitragen, handelt es sich bei dem Primärspektrum nicht um ein reines Proton-Primärspektrum. Man kann es allerdings näherungsweise daraus gewinnen, wenn man die Anteile anderer Elemente vom “Gesamtprimärspektrum”<sup>1</sup> abzieht, die ja aus Simulationsrechnungen bekannt sind.

Um nun wie beim Hadronenspektrum ein Fehlerintervall angeben zu können, wurde auch hier eine Größtfehlerabschätzung durchgeführt. Analog zur Vorgehensweise beim Flußspektrum *unbegleiteter Hadronen*, stellt man auch beim Primärspektrum zwei weitere Spektren auf, bei denen die benutzten Parameter und Korrekturfunktionen zum Aufstellen des Protonenspektrums innerhalb ihrer Fehlertoleranz so verschoben werden, daß die Datenpunkte im einen Fall die maximale Abweichung nach “unten”, im anderen Fall die maximale Abweichung nach “oben” zeigen. Aus diesen Informationen ergeben sich die Fehlerbalken für die Primärspektren.

Dabei wurden sowohl statistische als auch systematische Fehler berücksichtigt. Allerdings fließt die Unsicherheit der Luftschauersimulation hinsichtlich des hadronischen Wechselwirkungsmodells nicht in den Gesamtfehler ein. Dies bleibt eine nicht näher untersuchte Fehlerquelle, deren Einfluß auf das Ergebnis der Analyse schwer abzuschätzen ist. Dazu benötigt man weitere Simulationen mit anderen hadronischen Wechselwirkungsmodellen, die aber aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden konnten.

Es sei aber nochmals betont, daß auf Grund dessen die angegebene, systematische Unsicherheit nur einen Teil des vollständigen, systematischen Fehlers ausmacht. Einen weiteren Teil, der den Einfluß des hadronischen Wechselwirkungsmodell der Simulationen beschreibt und nicht abgeschätzt werden kann, wird das angegebene Fehlerintervall sicherlich weiter vergrößern.

---

<sup>1</sup>Dabei handelt es sich allerdings **nicht** um das *All-Particle-Spektrum*, sondern um ein Protonenspektrum, welches durch andere Primärteilchen abhängig von deren Primärenergie unterschiedlich stark “verschmutzt” ist. Mit der Methode der *single hadron* Messung zur Bestimmung des Primärspektrums ist man nämlich im analysierten Energiebereich vor allem auf Protonenschauer sensitiv.

## Anhang C

# Tabelle der gemessenen Hadronflüsse und rekonstruierter Primärspektren

Tabelle zu den Primärspektren (Spektrum  $\cdot E_0^{2,5}$  [ $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{1,5}$ ]) aus den Abbildungen 6.8 und 6.10:

(Simulationsdaten basieren auf direkten Flüssen nach Analysen von B. Wiebel)

$\lg(E_{Prim} / \text{GeV})$	Spektrum ohne Abzug	Fehler	Spektrum nach Abzug schwerer Elemente	Fehler
2.0	6809,2	2358.7	6809.2	2358.7
2.5	5158,5	1644.0	4962.3	1581.5
3.0	4378,9	1353.1	3745.0	1157.2
3.5	3584,3	1149.1	2835.3	909.0
4.0	2921,7	1047.1	2114.4	757.8
4.5	2500,4	941.4	1571.8	591.8
5.0	2140,3	844.4	1125.6	444.0
5.5	1808,4	930.1	749.4	385.4
6.0	1832,6	1158.9	475.8	300.9
6.5	2593,8	1924.9	377.2	279.9

Tabelle C.1: Werte zum Primärspektrum

Tabelle zu den Primärspektren (Spektrum  $\cdot E_0^{2,5}$  [ $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{1,5}$ ]) aus den Abbildungen 6.10:

(Simulationsdaten basieren auf direkten Flüssen nach Analysen von J. Hörandel)

$\lg(E_{Prim} / \text{GeV})$	Spektrum ohne Abzug	Fehler	Spektrum nach Abzug schwerer Elemente	Fehler
2.0	5807.6	1431.0	5807.6	1431.0
2.5	4567.6	998.9	4559.5	997.2
3.0	3854.4	805.6	3445.2	720.0
3.5	3117.9	687.8	2557.1	564.1
4.0	2473.6	639.2	1908.5	493.2
4.5	2024.4	559.7	1391.0	384.6
5.0	1595.2	469.8	1004.8	295.9
5.5	1124.5	465.9	749.5	310.5
6.0	866.2	461.2	566.0	301.3
6.5	874.3	561.4	391.2	251.2

Tabelle C.2: Werte zum Primärspektrum

Tabelle zum Primärspektrum [ $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$ ] aus Abbildung 6.7:  
(Simulationsdaten basieren auf direkten Flüssen nach Analysen von B. Wiebel)

$\lg(E_{Prim} / \text{GeV})$	Spektrum ohne Abzug	Fehler	Spektrum nach Abzug schwerer Elemente	Fehler
2.0	0.681E-01	0.236E-01	0.681E-01	0.236E-01
2.5	0.290E-02	0.925E-03	0.279E-02	0.889E-03
3.0	0.138E-03	0.428E-04	0.118E-03	0.366E-04
3.5	0.637E-05	0.204E-05	0.504E-05	0.162E-05
4.0	0.292E-06	0.105E-06	0.211E-06	0.758E-07
4.5	0.141E-07	0.529E-08	0.884E-08	0.333E-08
5.0	0.677E-09	0.267E-09	0.356E-09	0.140E-09
5.5	0.322E-10	0.165E-10	0.133E-10	0.685E-11
6.0	0.183E-11	0.116E-11	0.476E-12	0.301E-12
6.5	0.146E-12	0.108E-12	0.212E-13	0.157E-13

Tabelle C.3: Werte zum Primärspektrum

Tabelle zum Hadronspektrum [ $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$ ] aus Abbildung 5.5:

$\lg(E_{Had} / \text{GeV})$	Meßwerte (ohne em. Komponente)	Fehler	Simulationswerte	Fehler
1.9	0.376E-06	0.548E-06	0.000E-00	0.000E-00
2.1	0.199E-05	0.248E-06	0.155E-05	0.409E-06
2.3	0.707E-06	0.129E-06	0.764E-06	0.281E-06
2.5	0.261E-06	0.650E-07	0.290E-06	0.145E-06
2.7	0.786E-07	0.220E-07	0.838E-07	0.469E-07
2.9	0.210E-07	0.623E-08	0.216E-07	0.128E-07
3.1	0.441E-08	0.131E-08	0.538E-08	0.320E-08
3.3	0.891E-09	0.283E-09	0.137E-08	0.867E-09
3.5	0.180E-09	0.563E-10	0.310E-09	0.196E-09
3.7	0.371E-10	0.131E-10	0.686E-10	0.475E-10
3.9	0.702E-11	0.301E-11	0.131E-10	0.122E-10
4.1	0.137E-11	0.638E-12	0.256E-11	0.242E-11
4.3	0.124E-12	0.981E-13	0.862E-12	0.116E-11
4.5	0.112E-13	0.247E-13	0.132E-12	0.625E-12
4.7	0.239E-14	0.103E-13	0.127E-12	0.110E-11

Tabelle C.4: Werte zum Hadronspektrum aus den Meßdaten und der Simulation

Tabelle zum Hadronspektrum [ $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$ ] aus Abbildung 5.7:

$\lg(E_{\text{Had}} / \text{GeV})$	Spektrum ohne em. Komponente	Fehler	Spektrum ( $N_{\text{Arraystationen}} \leq 8$ )	Fehler
1.9	0.376E-06	0.548E-06	0.204E-06	0.360E-06
2.1	0.199E-05	0.248E-06	0.114E-05	0.172E-06
2.3	0.707E-06	0.129E-06	0.435E-06	0.961E-07
2.5	0.261E-06	0.650E-07	0.161E-06	0.487E-07
2.7	0.786E-07	0.220E-07	0.468E-07	0.158E-07
2.9	0.210E-07	0.623E-08	0.116E-07	0.417E-08
3.1	0.441E-08	0.131E-08	0.221E-08	0.795E-09
3.3	0.891E-09	0.283E-09	0.395E-09	0.152E-09
3.5	0.180E-09	0.563E-10	0.712E-10	0.270E-10
3.7	0.371E-10	0.131E-10	0.132E-10	0.567E-11
3.9	0.702E-11	0.301E-11	0.244E-11	0.127E-11
4.1	0.137E-11	0.638E-12	0.496E-12	0.280E-12
4.3	0.124E-12	0.981E-13	0.338E-13	0.324E-13
4.5	0.112E-13	0.247E-13	0.449E-14	0.120E-13
4.7	0.239E-14	0.103E-13	0.239E-14	0.125E-13

Tabelle C.5: Werte der Meßdaten mit und ohne Berücksichtigung der em. Komponente

## Anhang D

# Einfluß hadronischer Wechselwirkungsmodelle

Um ein Gefühl über den Einfluß des hadronischen Wechselwirkungsmodells bezüglich der Analyseergebnisse zu bekommen, wurde die Anzahl an rekonstruierten, *unbegleiteten Hadronen* bei verschiedenen Modellen in Tabelle D.1 miteinander verglichen. Dabei wurden die Modelle NEXUS 2, Sibyll 2.1 und QGSJET 98 und 01 in unterschiedlichen Versionen untersucht. Aus einem vorhandenen Datensatz wurden die simulierten Schauer im Energieintervall zwischen  $1 \cdot 10^{14}$  und  $3.16 \cdot 10^{14}$  eV untersucht. Die Zahl der Simulationen pro Primärteilchen beträgt 43928. Simuliert wurde mit einem spektralen Index von  $\gamma = 2.0$  und einem Zenitwinkelbereich kleiner als  $42^\circ$ .

	H	He	Fe
NEXUS 2	3896	3666	2339
Sibyll 2.1	4216	3941	2118
<b>QGSJET 98 (5.644)</b>	4281	4059	2357
QGSJET 01 (6.014)	3962	3580	1973
QGSJET 01 (6.018)	3904	3696	1969

Tabelle D.1: **Anzahl rekonstruierter unbegleiteter Hadronen in Abhängigkeit des verwendeten Simulationsmodells mit verschiedenen, hadronischen Wechselwirkungen.**

Es zeigt sich, daß das in der vorliegenden Arbeit benutzte QGSJET-Modell (Vers. 98) die meisten *single hadrons* vorhersagt. Andere Modelle geben bis zu 10% weniger Ereignisse an. Die Unterschiede in den einzelnen Modellen betreffen nicht alle Teilchensorten in gleichem Ausmaß. Während beispielsweise bei NEXUS 2 die Anzahl an rekonstruierten, *unbegleiteten Hadronen* bei eiseninduzierten Schauern genauso groß ist wie bei QGSJET 98, unterscheiden sich die Modelle in ihrer Vorhersage bei protoninduzierten Schauern um rund 10%.

Bei neueren Versionen von QGSJET 01 werden für alle Primärteilchen weniger *unbegleitete Hadronen* vorhergesagt. Allerdings “nur” etwa 10% weniger bei Protonschauern, während es bei Schauern von Eisenkernen knapp 20% weniger Ereignisse sind. In dem untersuchten Energieintervall wird somit die schwere Komponente etwas unterdrückt.

In Abbildung D.1 wurde die Anzahl Wechselwirkungen der *unbegleiteten Hadronen* in der Atmosphäre für unterschiedliche Modelle und verschiedene Primärteilchen miteinander verglichen.

Bei protoninduzierten Schauern geht das Teilchen im Modell QGSJET 6.018 weniger Wechselwirkungen ein, als dies bei Sibyll 2.1 der Fall ist. Die Breite der Verteilungen ist aber etwa gleich, lediglich um eine Wechselwirkung verschoben. Die gleichen Verteilungen wurden bei eiseninduzierten Schauern anhand der Modelle QGSJET 6.014 und NEXUS 2 verglichen. NEXUS gibt eine deutlich breitere Verteilung mit größeren Ausläufern an. Die wahrscheinlichste Zahl an Wechselwirkungen liegt zwischen 7 und 10, während man bei QGSJET 6.014 im Mittel mit etwa 6 Wechselwirkungen rechnet.

Zwei weitere Observablen, nämlich die Zahl der getroffenen  $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays und die Höhe der ersten Wechselwirkung, wurden in Abbildung D.2 dargestellt. Im linken Teilbild wurden die protoninduzierten Schauer der Modelle QGSJET 98 und Sibyll 2 verglichen, im rechten Graph sind simulierte Eisenschauer mit QGSJET 98



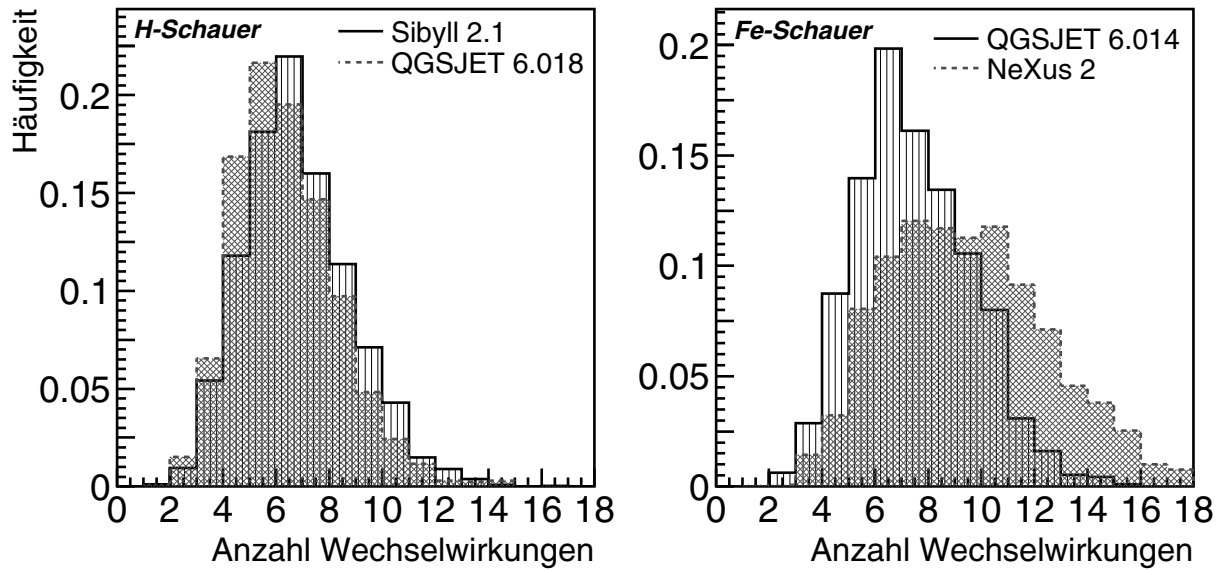


Abbildung D.1: **Anzahl der Wechselwirkungen des unbegleiteten Hadrons**

Es wurden jeweils zwei Modelle miteinander verglichen; einmal für Protonschauer und einmal für Eisenschauer. Die Zahl der Wechselwirkungen des *single hadrons* in der Atmosphäre ist in den Simulationen bekannt und wurde aufgetragen und miteinander verglichen.

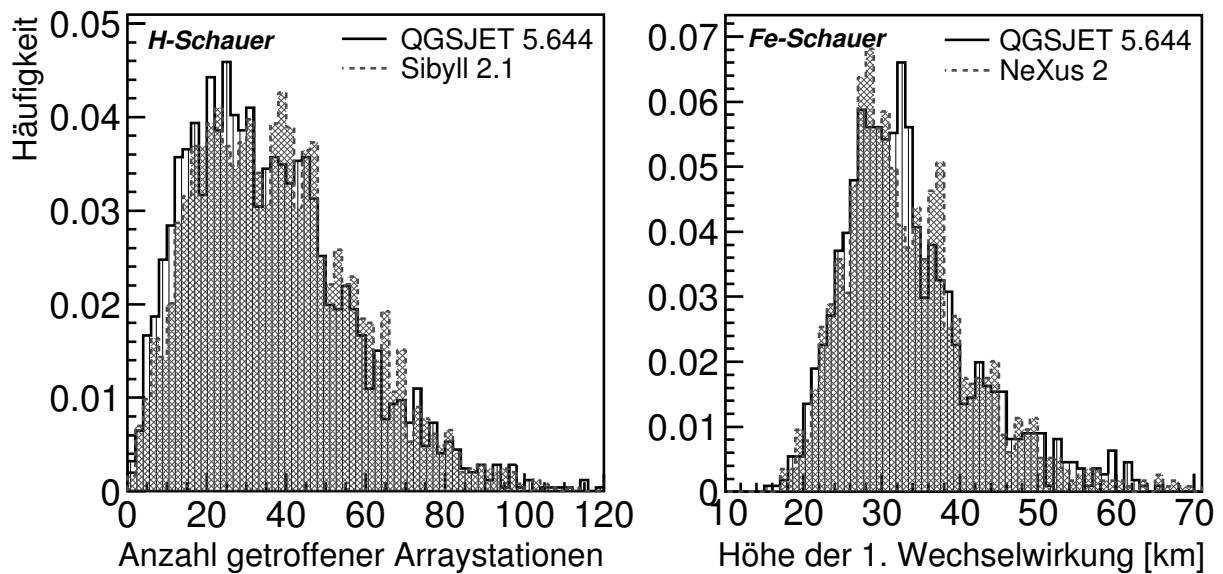


Abbildung D.2: **Zahl der getroffenen Arraydetektoren und Höhe der 1. Wechselwirkung**

Im linken Graph wurde die Ansprechhäufigkeit der  $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bei QGSJET- und Sibyll-Simulationen aufgetragen. Rechts sind die Verteilungen über die Höhe der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens für QGSJET- und NEXUS-Simulationen mit einander verglichen.

und NEXUS 2 zu sehen.

Abschließend sei noch einmal betont, daß es sich hier allenfalls um eine sehr einfache Abschätzung bei ausschließlich einem Energieintervall handelt. Lediglich einige Observablen wurden bei den unterschiedlichen Modellen verglichen, um einen Eindruck an möglichen Differenzen zu vermitteln. Diese Ergebnisse sind sicherlich nicht allgemein gültig und nicht auf Simulationen anderer Primärteilchen und anderer Primärenergieintervalle übertragbar.

*Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als Doktorand beim KASCADE Experiment am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe. An dieser Stelle möchte ich allen Kollaboranten danken, die am Aufbau, am Betrieb und an der Entwicklung beteiligt gewesen sind und wertvolle Beiträge zur Datenanalyse geleistet haben. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.*

*Ein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert für die Ermöglichung und das Interesse am Fortgang meiner Arbeit, sowie seine hilfreichen Kommentare, Anregungen und Fragen. Herrn Prof. Dr. H. Blümer danke ich für die Übernahme des Korreferates und die Ermöglichung der Arbeit als Institutsleiter.*

*Herrn Dr. J.R. Hörandel danke ich vielmals für seine stetige Bereitschaft in allen Fragen. Trotz eines stets vollen Terminkalenders war er immer mit guten und hilfreichen Ideen zur Stelle. Er trägt maßgeblichen Anteil am Abschluß der Arbeit.*

*Herrn Dr. J. Milke danke ich für die zahlreiche Unterstützung und die stete Bereitschaft zur Diskussion bei allen physikalischen und auch technischen Fragen. Auch er trägt großen Anteil am Gelingen der Arbeit.*

*Ein großes Dankeschön gebührt ebenfalls Herrn Dr. J. Engler. Er hatte immer ein offenes Ohr, zeigte großes Interesse am aktuellen Stand der Arbeit und stand immer mit neuen und hilfreichen Anregungen zur Seite. Nicht zuletzt danke ich ihm für die sehr gewissenhafte Durchsicht meiner Arbeit und die zahlreichen "Crosschecks".*

*Einen großen Dank schulde ich Herrn Dr. J. Wochele. Er machte mich mit dieser Thematik vertraut. Und nicht zuletzt seine umfangreichen Dokumentationen, Analysen und Routinen haben mir den Einstieg in das Themengebiet sehr erleichtert.*

*Meinen Kollegen in der Kalorimetergruppe Herrn N. Bechthold, Dipl.-Phys. T. Berghöfer, Frau H. Bolz, Dr. A. Iwan, Frau I. Jacob, Herrn W. Paulus, Dipl.-Phys. S. Plewnia, Frau S. Richter und Herrn M. Riegel danke ich für das gute Arbeitsklima.*

*Auch allen Kollegen der KASCADE Kollaboration schulde ich Dank. Nicht zuletzt möchte ich Frau G. Dresel herzlich danken, die mir den ganzen Schriftverkehr und Formalismus soweit wie möglich und stets mit einem Lächeln abnahm. Unter anderem dafür vielen Dank.*

*Ein herzliches Dankeschön sei auch meiner Familie gesagt, ohne deren finanzielle Unterstützung diese Arbeit sicherlich nicht so schnell und problemlos entstanden wäre und insbesondere meinem Studienkollegen Herrn Dipl.-Phys. T. Fritzsche für die Unterstützung bei allen mathematischen und physikalischen Problemen und die immer interessanten Gespräche und Diskussionen, nicht nur auf physikalischem Gebiet, mit denen wir zahlreiche Abende zugebracht haben.*



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung . . . . .	8
1.2	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung . . . . .	11
1.3	Schauerentwicklung ausgedehnter Luftschauer . . . . .	14
1.4	Schauereigenschaften in Abhängigkeit des Primärteilchens . . . . .	14
1.5	Ausgedehnte Luftschauer und <i>Unbegleitetes Hadrons</i> . . . . .	16
2.1	Schematischer Aufbau des <i>KASCADE</i> Experiments . . . . .	19
2.2	<i>KASCADE</i> Zentraldetektor . . . . .	21
2.3	Flüssigkeitsionisationskammer mit vier Elektroden . . . . .	22
2.4	MWPCs und LSTs des <i>KASCADE</i> Zentraldetektors . . . . .	23
2.5	Vertikaler Schnitt durch eine Detektorstation des Arrays . . . . .	24
2.6	<i>KASCADE</i> Myonspurdetektor . . . . .	25
3.1	Analyseschema . . . . .	29
3.2	Hadronschauer im Kalorimeter . . . . .	31
3.3	Beispiel des Clusters der deponierten Energie in einer Ebene . . . . .	32
3.4	Differentieller Fluß der simulierten Elemente nach einer Arbeit von Wiebel . . . . .	33
3.5	Rekonstruierter Azimut und Zenitwinkel der Simulation . . . . .	35
3.6	Rekonstruierter Azimut und Zenitwinkel der <i>unbegleiteten Hadronen</i> . . . . .	36
4.1	Trigger- und Rekonstruktionseffizienz . . . . .	40
4.2	Detektorantwort bei simulierten, einzelnen Teilchen . . . . .	41
4.3	Zwei Teilchen im Kalorimeter . . . . .	42
4.4	Winkelauflösung und Güte der Winkelrekonstruktion . . . . .	44
4.5	Energieauflösung für einzelne Hadronen . . . . .	45
4.6	Longitudinale Schauerentwicklung . . . . .	46
5.1	Zeitliche und räumliche Homogenität der Daten . . . . .	47
5.2	Abhängigkeit der Rate von atmosphärischen Bedingungen . . . . .	48
5.3	Hadronenspektrum und Hadronfluß aus den Simulationen . . . . .	49
5.4	Zahl der Schauer mit <i>unbegleiteten Hadronen</i> in Abhängigkeit der Energie des Hadrons . . . . .	50
5.5	Hadronfluß <i>unbegleiteter Hadronen</i> auf Detektorhöhe . . . . .	51
5.6	Ereignishäufigkeit über der Hadronenergien bei unterschiedlichen Schnitten . . . . .	52
5.7	Gemessenes Hadronenspektrum . . . . .	53
5.8	Anzahl getroffener Arraydetektoren . . . . .	54
5.9	Mittlere Zahl an Wechselwirkungen des Primärteilchens in der Atmosphäre . . . . .	55
6.1	Zusammenhang zwischen Hadronenergie auf Detektorhöhe und der Primärenergie . . . . .	57
6.2	Verteilung der simulierten Primärenergie für bestimmte Hadronenergien . . . . .	58
6.3	Test der Analysemethode anhand der Simulationen . . . . .	58
6.4	Simulierte Luftschauer und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für <i>unbegleitete Hadronen</i> im Kalorimeter . . . . .	60
6.5	<i>Single Hadron</i> Ereignisse . . . . .	61
6.6	Primärspektrum ohne Berücksichtigung der atmosphärischen “Verluste” . . . . .	62
6.7	Primärspektrum . . . . .	62
6.8	Proton-Primärspektrum . . . . .	64

6.9	Unterschiedliche Primärflüsse einzelner Elemente beruhend auf verschiedenen Analysen . . . . .	65
6.10	Proton-Primärfluß bei Simulationen mit unterschiedlicher Elementzusammensetzung . . . . .	66
A.1	<i>Unbegleitete Hadronen</i> im Kalorimeter . . . . .	69
A.2	<i>Unbegleitete</i> , vom Kalorimeter registrierte, <i>Hadronen</i> . . . . .	70
D.1	Anzahl der Wechselwirkungen des <i>unbegleiteten Hadrons</i> . . . . .	77
D.2	Zahl der getroffenen Arraydetektoren und Höhe der 1. Wechselwirkung . . . . .	77

# Tabellenverzeichnis

2.1	Detektorkomponenten des <i>KASCADE</i> Experiments . . . . .	20
3.1	Übersicht über den verwendeten Simulationsdatensatz . . . . .	34
3.2	Übersicht über die simulierten <i>CORSIKA</i> Schauere . . . . .	35
C.1	Werte zum Primärspektrum aus Abb. 6.10 . . . . .	73
C.2	Werte zum Primärspektrum aus Abb. 6.10 . . . . .	73
C.3	Werte zum Primärspektrum aus Abb. 6.7 . . . . .	74
C.4	Werte zum Hadronenspektrum aus den Meßdaten und der Simulation . . . . .	74
C.5	Werte der Meßdaten mit und ohne Berücksichtigung der em. Komponente . . . . .	75
D.1	Anzahl rekonstruierter <i>unbegleiteter Hadronen</i> in Abhängigkeit des verwendeten Simulationsmodells mit verschiedenen, hadronischen Wechselwirkungen . . . . .	76





# Literaturverzeichnis

- [Aar90] P. A. Aarnio et al. , *FLUKA user's guide*, Technical Report TIS-RP-190, CERN (1987, 1990)
- [Agl89] M. Aglietta et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A277**, 23 (1989)
- [Agl95] M. Aglietta et al. (EAS-TOP-Kollaboration) , Proceedings of the 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom, **2**, 800 (1995)
- [Agl03] M. Aglietta et al. , Astroparticle Physics **19**, 329 (2003)
- [Aha99] F. Aharonian et al. , Phys. Rev. **D59**, 092003 (1999)
- [Aka81] M. Akashi et al. , Phys. Rev. **D24**, 2353 (1981)
- [Alc00] J. Alcaraz et al. , Phys. Lett. **B490**, 27 (2000)
- [Ame00] M. Amenomori et al. , Phys. Rev. **D62**, 112002 (2000)
- [Ant97] T. Antoni , Diplomarbeit "Abschätzung des diffusen  $\gamma$ -Flusses im PeV-Bereich basierend auf Messungen des KASCADE Luftschauxerexperiments", Universität Karlsruhe (1997)
- [Ant99] T. Antoni et al. , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25**, 1-15 (1999)
- [Ant01] T. Antoni et al. , Astroparticle Physics **14**, 245 (2001)
- [Ant01a] T. Antoni et al. , Astroparticle Physics **15**, 149 (2001)
- [Ant01b] T. Antoni et al. , Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **1**, 806 (2001)
- [Ant02] T. Antoni et al. , *The Cosmic-Ray Experiment KASCADE*, in press in Nucl.Instr. and Meth.
- [Ant02a] T. Antoni et al. , Astroparticle Physics **16**, 245 (2002)
- [Apa95] A. V. Apanasenko et al. , Proceedings of the 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom, **2**, 660 (1995)
- [Apa01] A. V. Apanasenko et al. , Astroparticle Physics **16**, 13 (2001)
- [Asa93] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration) , Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, **2**, 21 (1993)
- [Asa93a] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration) , Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, **2**, 25 (1993)
- [Asa98] K. Asakimori et al. , Astrophys. J. **502**, 278 (1998)
- [Aug01] [www.auger.org](http://www.auger.org)
- [Axf77] I. W. Axford et al. , Proceedings of the 15<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Plovdiv, **11**, 132 (1977)
- [Bal85] R. M. Baltrusaitis et al. (Fly's Eye-Kollaboration) , Nucl. Instr. and Meth. **A240**, 410 (1985)
- [Bas98] S. A. Bass et al. , Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998)
- [Bel78] A. R. Bell , Mon. Not. R. Astr. Soc **182**, 147 (1978)
- [Bel99] R. Bellotti et al. , Phys. Rev. **D60**, 052002 (1999)

- [Ber01] M. Bertaina et al. , Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **2**, 792 (2001)
- [Bin98] J. Binney , M. Merrifield , *Galactic Astronomy*, Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press (1998)
- [Bio63] Biographical information about VICTOR HESS in: *Current Biography Yearbook 1963* The H. W. Wilson Company, p. 180-182, New York (1963)
- [Bir93] D. J. Bird et al. (Fly's Eye-Kollaboration) , Phys. Rev. Lett. **71**, 3401 (1993)
- [Bir94] D. J. Bird et al. (Fly's Eye-Kollaboration) , Astrophys. J. **424**, 491 (1994)
- [Ble99] M. Bleicher et al. , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25**, 1859 (1999)
- [Boe99] M. Boezio et al. , Astrophys. J. **518**, 447 (1999)
- [Bos01] G. Bossard et al. , Phys. Rev. **D63**, 054030 (2001)
- [Boz00] H. Bozdog et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A465**, 455 (2001)
- [Bro73] G. Brooke , *Protons and Pions*, aus A. W. Wolfendale (Editor) *Cosmic rays at ground level*, S. 57, The Institute of Physics, ISBN 0-85498-025-3 (1973)
- [Bur83] A. Burrows et al. (JACEE-Kollaboration) , Phys. Rev. Lett. **51**, 1010 (1983)
- [Bur87] T. H. Burnett et al. (JACEE-Kollaboration) , Phys. Rev. D **35**, 824 (1987)
- [Cap76] A. Capella , A. B. Kaidalov , Nucl. Phys. **B11**, 477 (1976)
- [Cap89] J. N. Capdevielle , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **15**, 909 (1989)
- [Cap92] J. N. Capdevielle et al. , KfK-Report 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Cas01] A. Castellina et al. , Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **1**, 3 (2001)
- [Chi92] N. Chiba et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A311**, 338 (1992)
- [Cow67] E. W. Cowan , M. K. Moe , Phys. Sci. Instr. **38**, 874 (1967)
- [Cow71] E. W. Cowan , K. Matthews , Phys. Rev. D **4**, 1 (1971)
- [Cro95] J. W. Cronin et al. (AUGER-Kollaboration) , *The Pierre Auger Project*, Design Report, Fermilab (1995)
- [Cro97] J. W. Cronin, T. K. Gaisser, S. P. Swordy , *Kosmische Strahlung höchster Energien*, Artikel aus *Spektrum der Wissenschaft*, S. 44 (März 1997)
- [Cro98] J. W. Cronin, T. K. Gaisser , S. P. Swordy , *Cosmic Rays at the Energy Frontier*, Scientific American (1998)
- [die03] E. Diehl et al. , Astroparticle Physics **18**, 487 (2003)
- [Dol90] P. Doll et al. , KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dol95] P. Doll et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A367**, 120 (1995)
- [Dol02] P. Doll et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A488**, 517 (2002)
- [Dre01] H. J. Drescher et al. , Phys. Rep. **350**, 93 (2001)
- [DuV01] M. A. DuVernois et al. , Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **5**, 1618 (2001)
- [Eng90] J. J. Engelmann et al. , Astron. Astrophys. **233**, 96 (1990)
- [Eng92] J. Engler, Phys. Rev. **D46**, 5013 (1992)
- [Eng96] J. Engler , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **22**, 1 (1996)

- [Eng99] J. Engler et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A427**, 528 (1999)
- [Fas00] A. Fasso et al. , FLUKA: Status and prospects for hadronic applications, SLAC-PREPRINT-2000-117, Proc. Monte Carlo Conf. (2000)
- [Fer49] E. Fermi , Phys. Rev. *On the origin of the cosmic radiation* (1949)
- [Fes02] F. Feßler , FZKA-Report 6747 , Forschungszentrum Karlsruhe (2002)
- [Fes85] H. Fesefeldt , Report PITHA-85/02, RWTH Aachen (1985)
- [Fic79] R. K. Fickle , R. C. Lamb , Lettere al Nuovo Cimento, **Vol. 25**, No. 10 (1979)
- [Fic86] C. E. Fichtel , J. Linsley , Astrophys. J. **300**, 474 (1986)
- [Fle94] R. S. Fletcher et al. , Phys. Rev. **D50**, 5710 (1994)
- [Föl97] M. Föller , FZKA-Report 5918 , Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Gah99] F. Gahbauer et al. , Proceedings of the 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, **5**, 25 (1999)
- [Gah01] F. Gahbauer et al. , Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg, **5**, 1612 (2001)
- [Gai90] T. K. Gaisser , *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1990)
- [Gar77] M. Garcia-Munoz et al. , Astrophys. J. **217**, 859 (1977)
- [Gea93] GEANT - *Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Application Software Group, CERN (1993)
- [Gin64] V. L. Ginzburg , S. I. Syrovatskiĭ , *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press (1964)
- [Gla70] R. J. Glauber , G. Matthiae , Nucl. Phys. **B21**, 135 (1970)
- [Gla93] R. Glasstetter , Diplomarbeit "Messung der Zeitstruktur ausgedehnter Luftschauer mit dem KASCADE-Array", Universität Karlsruhe (1993)
- [Gre56] K. Greisen , Prog. Cosmic Ray Physics **3**, 1 (1956)
- [Gre66] K. Greisen , Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966)
- [Gri70] P. K. F. Grieder , *Simulation in Space and Time of the Nuclear Active and Muon Components in Extensive Air Showers for Primary Energies from 10<sup>5</sup> to 10<sup>7</sup> GeV*, Habilitationsschrift, Universität Bern (1970)
- [Gro00] D. E. Groom et al. (Particle Data Group) , Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C. **15**, 1 (2000)
- [Hae96] R. Haeusler , FZKA-Report 5798 , Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hau96] A. Haungs , FZKA-Report 5845 , Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Hau99] A. Haungs , FZKA-Report 6262 , Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Hay94] N. Hayashida et al. , Phys. Rev. Lett. **73**, 3491 (1994)
- [Hec98] D. Heck et al. , FZKA-Report 6019 , Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hem99] M. Hemberger et al. , Proceedings of the 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, **3**, 175 (1999)
- [HEPDB94] Application Software Group, Computers and Network Division, *HEPDB, Database Management Package, Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup Q180, CERN, Genf (1994)
- [Hes12] V. F. Hess , Physikalische Zeitschrift XIII (1912)
- [Hil82] A. M. Hillas , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **13**, 1461 (1982)

- [Hil84] A. M. Hillas , *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 425 (1984)
- [Hol98] T. Holst , Forschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlichter Bericht (1998)
- [Hor02] A. Horneffer , H. Falcke , K. H. Kampert , *Proceedings of the 6<sup>th</sup> European VLBI Network Symposium, Bonn* (2002)
- [Hör94] J. R. Hörandel , KfK-Report 5320 , Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Hör97] J. R. Hörandel , FZKA-Report 6015 , Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Hör01] J. R. Hörandel et al. , *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **97**, 142 (2001)
- [Hör03] J. R. Hörandel , *Astroparticle Physics* **19**, 193 (2003)
- [Hua03] J. Huang et al. , *Astroparticle Physics* **18**, 637 (2002)
- [Ich93] M. Ichimura et al. , *Phys. Rev. D***48**, 1949 (1993)
- [Ino97] N. Inoue et al. , *Proceedings of the 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Durban*, **4**, 113 (1997)
- [Iva93] I. P. Ivanenko et al. , *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*, **2**, 17 (1993)
- [Kal93] N. N. Kalmykov , S. S. Ostapchenko , *Yad. Fiz.* **56**, 105 (1993) ; *Phys. At. Nucl.* **56**(3), 346 (1993)
- [Kam58] K. Kamata , J. Nishimura , *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6**, 93 (1958)
- [Kaw89] Y. Kawamura et al. , *Phys. Rev. D***40**, 729 (1989)
- [Kla97] H. O. Klages et al. , *Nucl. Phys. (Proc. Suppl)* **52B**, 92 (1997)
- [Kla97a] H. V. Klapdor-Kleingrothaus , K. Zuber , *Teilchenastrophysik*, B. G. Teubner Stuttgart (1997)
- [Kna97] J. Knapp , FZKA-Report 5970 , Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Köh98] K. U. Köhler , FZKA-Report 6214 , Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Lag83] P. O. Lagage , C. J. Cesarsky , *Astron. Astrophys.* **125**, 249 (1983)
- [Lon92] M. S. Longair , *High Energy Astrophysics*, Vol. I+II, Cambridge University Press, Cambridge (1992 & 1994)
- [Men00] W. Menn et al. , *Astrophys. J.* **533**, 281 (2000)
- [Mie94] H.-H. Mielke , KfK-Report 5219 , Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [Mie96] H.-H. Mielke , Forschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlichter Bericht (1996)
- [Mil98] J. Milke , Diplomarbeit "Untersuchung der longitudinalen und lateralen Entwicklung von Hadronschauern bis 10 TeV", Universität Karlsruhe (1998)
- [Mil03] J. Milke , FZKA-Report 6795 , Forschungszentrum Karlsruhe (2003)
- [Moc01] E. Mocchiutti et al. , *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **5**, 1634 (2001)
- [Mül91] D. Müller et al. , *Astrophys. J.* **374**, 356 (1991)
- [Nag89] K. Nagashima et al. , *Galactic Cosmic Ray Anisotropy and its Modulation in the Heliosphere*, *Nuovo Cim.*, Vol.12C, N.6 (1989)
- [Nag92] M. Nagano et al. , *J. Phys.* **G18**, 423 (1992)
- [Nam75] R. Nam et al. , *Proceedings of the 14<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, München* (1975)
- [Nel85] W. R. Nelson et al. , *The EGS4 Code System*, SLAC Report 265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Obe02] R. Obenland et al. , Abstract, DPG-Frühjahrstagung, Leipzig (2002)

- [Orm83] J. F. Ormes , R. J. Protheroe , *Astrophys. J.* **272**, 756 (1983)
- [Pro96] R. J. Protheroe , P. A. Johnson , *Astroparticle Physics* **4**, 253 (1996)
- [Rai97] U. Raidt , FZKA-Report 5917 , Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Ran95] J. Ranft , *Phys. Rev. D***51**, 64 (1995); hep-ph/9911213 (1999); hep-ph/9911232 (1999)
- [Ris00] M. Risse , FZKA-Report 6493 , Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Rot99] M. Roth , FZKA-Report 6262 , Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Rot01] M. Roth et al. , *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **1**, 88 (2001)
- [Rot02] M. Roth et al. , *Proceedings of the 12<sup>th</sup> ISVHECRI, Genf/CERN, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **122**, 317 (2003)
- [Rya72] M. J. Ryan et al. , *Phys. Rev. Lett.* **28**, 985 (1972)
- [San00] T. Sanuki et al. , *Astrophys. J.* **545**, 1135 (2000)
- [SdW95] J. R. Jokipii, F. B. McDonald, *Auf der Suche nach den Grenzen des Sonnensystems, Artikel aus Spektrum der Wissenschaft*, S. 50 (Juni 1995)
- [Seo91] E. S. Seo et al. , *Astrophys. J.* **378**, 763 (1991)
- [Sig94] G. Sigl et al. , *Astroparticle Physics* **2**, 401 (1994)
- [Sim83] J. A. Simpson , *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **33**, 323 (1983)
- [Sim83a] J. A. Simpson , *Ann. Rev. Astr. Astrophysics* **23**, 323 (1983)
- [Sio78] F. Siohan et al. , *J. Phys. G : Nucl. Phys.*, **Vol. 4**, 1169 (1978)
- [Smi73] L. H. Smith et al. , *Astrophys. J.* **180**, 987 (1973)
- [Swo82] S. Swordy et al. , *Nucl. Instr. Meth.* **193**, 591 (1982)
- [Swo93] S. Swordy , *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, World Scientific* (1993)
- [Swo95] S. Swordy , *Proceedings of the 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rom*, **2**, 697 (1995)
- [Sza94] A. P. Szabo , R. J. Protheroe , *Astroparticle Physics* **2**, 375 (1994)
- [Tes93] M. Teshima , *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers, eds. D.A. Leahy et al. , World Scientific*, 257 (1993)
- [Ulr01] H. Ulrich et al. , *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **1**, 97 (2001)
- [Ulr03] H. Ulrich , *Dissertation in Vorbereitung* (2003)
- [Ung93] J. Unger , KfK-Report 5158 , Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [Ung97] J. Unger , FZKA-Report 5896 , Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Völ92] G. Völker , KfK-Report 4983 , Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Wal87] D. J. van der Walt , *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **14**, 105 (1987)
- [Web99] J. H. Weber , FZKA-Report 6339 , Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Web87] W. R. Webber et al. , *Proceedings of the 20<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Moscow*, **1**, 325 (1987)
- [Wef91] J. P. Wefel , *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium*, eds. G. Setti et al. , *NATO ASI Series C***337**, 29 (1991)
- [Wei96] A. Weigert , H. J. Wendker , *Astronomie und Astrophysik*, ISBN 3-527-29394-9 (1996)

- [Wer93] K. Werner , Phys. Rep. **232**, 87 (1993)
- [Wie94] B. Wiebel , *Chemical composition in high energy cosmic rays*, WUB 94-08, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal (1994)
- [Woc98] D. Wochele , FZKA-Report 6162 , Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Woc00] J. Wochele , *persönliche Mitteilung* (2000)
- [Yod83] G. B. Yodh et al. , Phys. Rev. **D27**, 5 (1983)
- [Yos95] S. Yoshida et al. , *Astroparticle Physics* **3**, 105 (1995)
- [Zab01] J. Zabierowski et al. , *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Hamburg*, **2**, 810 (2001)
- [Zab02] J. Zabierowski et al. , *Contribution to the ISVHECRI, Genf/CERN* (2002)
- [Zat66] V. I. Zatsepin, V. A. Kuz'min J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) **4**, 78 (1966)
- [Zat93] V. I. Zatsepin et al. , *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary*, **2**, 13 (1993)