



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5896

Messung der Energie- und Lateralverteilung der Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer

J. Unger
Institut für Kernphysik

April 1997

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5896

Messung der
Energie- und Lateralverteilung
der Hadronen im Kern
ausgedehnter Luftschauer

J. Unger

Institut für Kernphysik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Das Kalorimeter im Zentrum des KASCADE Experimentes erlaubt den Nachweis von Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer, die durch die kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstehen. Die ersten Messungen der Hadronen oberhalb von 20 GeV wurden bezüglich ihrer Energie- und Lateralverteilung ausgewertet, wobei das Verhalten des Detektors detailliert studiert wurde. Das Kalorimeter zeigt bereits in der Anfangsphase seines Meßbetriebs stabile Signale. Die gemessene Verteilung der hadronischen Gesamtenergie in den Luftschauern fällt mit einer Potenz von -2.62 ± 0.09 ab. Im Vergleich zu anderen Messungen und Modellrechnungen für Proton induzierte Luftschauer oberhalb von 10^{14} eV , die mit dem Simulationsprogramm CORSIKA durchgeführt wurden, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der gemessenen Lateralverteilung der Hadronen. Bei niederenergetischen Luftschauern unterhalb von 10^{14} eV , bei denen die Element-Zusammensetzung der kosmischen Strahlung durch direkte Messungen bekannt ist, wurde der Einfluß von theoretischen Unsicherheiten auf die Beschreibung der Schauerentwicklung untersucht. Dazu wurden verschiedene Modelle der hadronischen Wechselwirkungen sowie unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für inelastische Kern-Kern Stöße verwendet. Bei Berechnungen unter Verwendung der Wirkungsquerschnitte, die bisher in CORSIKA als Standard verwendet wurden, wird die Rate von Luftschauern mit Hadronen um einen Faktor 2.5 überschätzt. Mit größeren Wirkungsquerschnitten kann die Hadronrate besser wiedergegeben werden.

Abstract

Measurement of energy and lateral distributions of hadrons in cores of extended air showers

The central calorimeter of the KASCADE experiment enables the measurement of hadrons in cores of extended air showers induced by cosmic rays entering the atmosphere. Studying the detector in detail first measurements of hadrons above 20 GeV have been analysed with respect of their energy and lateral distributions. The calorimeter showed stable signals in the beginning of operation already. The measured distribution of the total hadronic energy in air showers falls with a power of -2.62 ± 0.09 . The measured lateral distribution of hadrons is in agreement with other measurements and simulations by the Monte Carlo code CORSIKA for proton induced air showers above 10^{14} eV . The influence of theoretical uncertainties on the description of the shower development was investigated for air showers in an energy range below 10^{14} eV where the composition of cosmic rays is known by direct measurements. Different models of hadronic interactions at high energies and various cross-sections for inelastic nucleus-nucleus collisions were used. The rate of air showers with hadrons predicted by calculations using the standard CORSIKA cross sections is 2.5 times higher than the measured one. When using higher cross-sections the hadron rates can be reproduced better.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Kosmische Strahlung	3
2.2	Ausgedehnte Luftschauer	6
2.3	Hadronische Wechselwirkungen	10
2.3.1	Grundlegende Vorstellungen	10
2.3.2	Modelle	12
2.3.3	Unsicherheiten	14
2.4	Kalorimetrie	15
2.4.1	Elektromagnetische Schauer	16
2.4.2	Hadronische Schauer	16
2.4.3	Energieauflösung	17
3	Experiment KASCADE	19
3.1	Kalorimeter	21
3.1.1	TMS-Ionisationskammern	22
3.1.2	Elektronische Datenerfassung	25
3.2	Szintillationsdetektoren	29
3.3	Vieldrahtproportionalkammern	29

4	Simulierte KASCADE Meßdaten	30
4.1	Luftschauersimulation mit CORSIKA	30
4.2	Simulation der Detektoren	32
4.2.1	Kalorimetersignale	32
4.3	Schauerkerne im Kalorimeter	33
4.3.1	Energiedeposition	34
4.3.2	Triggerhäufigkeit	36
4.3.3	Hadronen im Schauerkern	38
5	Rekonstruktion der Meßdaten	42
5.1	KASCADE Rekonstruktionsprogramm	42
5.1.1	Datenbank für den KASCADE Status	42
5.1.2	Event-Display mit interaktiver Rekonstruktion	42
5.2	Hadronrekonstruktion im Schauerkern	43
5.2.1	Algorithmus	43
5.2.2	Korrektur defekter und instabiler Kanäle	46
5.2.3	Rekonstruktionseffizienz	47
5.2.4	Räumliche Trennung	49
5.2.5	Energieauflösung	50
5.2.6	Orts- und Winkelauflösung	52
5.3	Bestimmung der Lage des Schauerkernes	53
6	Analyse der Kalorimeter-Messungen	55
6.1	Datenselektion	55
6.2	Kontrolle des Kalorimeters	57
6.2.1	Stabilität des Signal-Nullpunktes	57
6.2.2	Homogenität des Kalorimeters	58

6.2.3	Zeitliche Signalstabilität	61
6.3	Korrelation mit anderen Detektorkomponenten	63
6.3.1	Richtung der Myonen	63
6.3.2	Richtung der elektromagnetischen Schauerkomponente	64
6.3.3	Rekonstruierte Lage des Schauerzentrums	65
7	Ergebnisse	67
7.1	Multiplizitätsverteilung der Hadronen	67
7.2	Verteilung der hadronischen Energiesumme	68
7.3	Energieverteilung der Hadronen	70
7.4	Laterale Verteilungen der Hadronen	70
7.4.1	Lateralverteilung der Hadronen	71
7.4.2	Lateraler hadronischer Energiefluß	74
7.5	Vergleich mit Modellrechnungen	75
7.5.1	Energieverteilung der Hadronen	75
7.5.2	Hadronrate	77
7.5.3	Modellvergleich	78
7.6	Zusammenfassung und Ausblick	80

Kapitel 1

Einleitung

Die meßbaren Informationen über unser Weltall werden fast ausschließlich durch Beobachtung der Strahlung aus dem Kosmos gesammelt. Außer Photonen, deren Energien einen sehr weiten Bereich bis zu mindestens 100 TeV umspannen, treffen auch ständig geladene Teilchen aus dem Weltraum auf die Atmosphäre der Erde. Bei dieser *kosmischen Strahlung* handelt es sich im wesentlichen um ionisierte Atomkerne, deren Energien bis zu mindestens 10^{20} eV reichen. Um den Ursprung dieser hochenergetischen Teilchen zu klären, wurden seit ihrer Entdeckung im Jahre 1912 durch *Hess* [HES12] bereits viele Experimente durchgeführt.

So konnten die Teilchen am oberen Rand der Erdatmosphäre mittels Ballon- und Satelliten-Versuchen und einem Space-Shuttle-Experiment direkt nachgewiesen werden. Dabei wurde ihre Art und Energie bis zu etwa 100 TeV festgestellt. Bei höheren Energien ist ihre Rate jedoch so klein, daß direkte Messungen außerhalb der Erdatmosphäre praktisch nicht mehr möglich sind.

Dennoch läßt sich die Strahlung auch oberhalb von 100 TeV mit guter Statistik nachweisen, indem man ihre sekundären Schauerteilchen am Erdboden vermißt. Diese entstehen durch inelastische Wechselwirkungen des primären Teilchens mit den Atomkernen der Luft, wobei sich durch die Bildung von Teilchenkaskaden ein Luftschauer entwickelt. Für einen solchen Nachweis verwendet man ein Feld von großflächig verteilten Detektorstationen, ein sogenanntes Detektor-Array. Allerdings war mit den bisher durchgeführten Experimenten eine widerspruchsfreie Bestimmung der Masse der primären Kerne oberhalb 100 TeV nicht möglich. Eine Kenntnis dieser Element-Zusammensetzung wäre aber sehr wichtig, da sie ein wesentlicher meßbarer Parameter der kosmischen Strahlung für Rückschlüsse auf ihre Entstehungsmechanismen und die damit verbundenen astrophysikalischen Objekte ist.

Eine solche Messung soll mit dem neuen Luftschauer-Experiment **KASCADE** (**KARlsruhe Shower Core and Array DETector**) durchgeführt werden. Es wurde auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe unter Verwendung moderner Teilchendetektoren aufgebaut. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber früheren Experimenten besteht

darin, daß viele Schauerparameter gleichzeitig bestimmt werden können. Insbesondere kann außer den Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Schauerkomponente zusätzlich die Zahl, Position und Energie der höherenergetischen Hadronen im Schauerkern mit einem 300 m^2 großen Hadron-Kalorimeter gemessen werden.

Bei der Interpretation der Meßdaten von Luftschauerexperimenten gibt es allerdings ein generelles Problem. Es existiert kein Teststrahl, mit dem man die verwendete Apparatur eichen kann. Rückschlüsse auf die Art und Energie des Primärteilchens lassen sich daher nur durch eine Eichung mittels Simulationsprogrammen für die Beschreibung der Luftschauerentwicklung ziehen. Die größte Quelle für systematische Fehler in solchen Programmen liegt in den Modellen zur Beschreibung der hochenergetischen hadronischen Wechselwirkungen. Denn diese Modelle können in dem für die Schauerentwicklung relevanten kinematischen Bereich wegen der hohen Energien nur sehr beschränkt durch heutige Experimente an Teilchenbeschleunigern überprüft werden. Die Hadronen als Elternteilchen der elektromagnetischen und myonischen Komponente beeinflussen den Schauer jedoch wesentlich.

Die Messung der Hadronen im Schauerkern in Korrelation mit der gemessenen elektromagnetischen und myonischen Komponente eröffnet im Prinzip die Möglichkeit, diese Simulationsprogramme detaillierter zu überprüfen, als es bisher möglich war, da es kaum zuverlässige korrelierte Messungen der hadronischen Komponente gab. Ein Modellvergleich ist insbesondere bei niedrigen Energien unterhalb 100 TeV interessant, wo die primäre Element-Zusammensetzung ausreichend genug bekannt ist. Die Primärteilchen dieser niederenergetischen Schauer, die KASCADE treffen, sind im wesentlichen Wasserstoff- und Helium-Kerne. Schwerere Kerne mit $Z > 2$ kommen bei gleicher Primärenergie nicht in Betracht, da sie in der Atmosphäre eine wesentlich kürzere Wechselwirkungslänge haben, weshalb sie vollständig absorbiert werden. Höherenergetische schwere Kerne, deren Schauer nicht absorbiert werden, sind infolge des steil abfallenden Energiespektrums viel seltener.

In der vorliegenden Arbeit werden die ersten KASCADE Messungen der Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauer mit Daten aus detaillierten Modellrechnungen verglichen. Insbesondere werden die lateralen Verteilungen der Anzahl und Energie der Hadronen bei Schauern verschiedener Größe untersucht, sowie die Energieverteilung der Hadronen in Luftschauern einer Primärenergie unterhalb von 100 TeV . Die Modell Daten wurden unter Berücksichtigung der Detektoreffekte aus Luftschauern erzeugt, die gemäß des gemessenen Primärspektrums im Energiebereich zwischen 500 GeV und 100 TeV mit dem Programm CORSIKA nach der Monte Carlo Methode berechnet wurden. Dabei wurden die Simulationsrechnungen der Luftschauer für verschiedene Modelle der hadronischen Wechselwirkung durchgeführt. Für die simulierten Daten wurde die gleiche Selektion und Auswertung der Ereignisse verwendet wie für die gemessenen Daten.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Kosmische Strahlung

Die Energie der primären kosmischen Teilchen variiert über viele Zehnerpotenzen bis zur höchsten gegenwärtig nachgewiesenen Energie von $3 \cdot 10^{20} \text{ eV}$ ([BIR94]). Dabei nimmt der Teilchenfluß von ca. $\frac{1}{\text{m}^2 \text{s MeV}}$ bei niederenergetischen Teilchen auf $\frac{1}{\text{km}^2 100 \text{a E eV}}$ bei den höchstenergetischen ab. Ausgehend von einer Energie von $\sim 10 \text{ GeV/Nukleon}$, bei der der Einfluß von Sonnenwind und Flares auf den Teilchenfluß vernachlässigbar wird, läßt sich der Abfall mit einem Potenzgesetz beschreiben, wobei der Exponent über viele Größenordnungen der Energie praktisch konstant ist. Bei $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ zeigt das Energiespektrum jedoch einen leichten Knick und wird etwas steiler (vergleiche Abbildung 2.1):

$$dI \propto E_0^{-\delta} dE_0, \quad \delta = \begin{cases} 2.7 & \text{für } E_0 < 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3.0 & \text{für } E_0 > 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \end{cases}$$

Der Grund für diesen Knick, auch „Knie“ genannt, ist bisher nicht genau bekannt. Möglicherweise ändert sich bei höheren Energien die Ausbreitung der in der Galaxie verweilenden Teilchen auf dem Weg von ihren Quellen zur Erde, oder eine andere Art von Quellen beziehungsweise Beschleunigungsmechanismen wird wirksam. Damit verbunden ist wahrscheinlich auch ein Wechsel in der *Element-Zusammensetzung* der Strahlung.

Diese Zusammensetzung konnte unterhalb des Knies bis zu $E_0 \approx 10^{14} \text{ eV}$ mit direkten Messungen oberhalb der Atmosphäre bestimmt werden und ergab ca. 30 % Protonen, 33 % Helium-Kerne, 11 % Kerne der Gruppe *C, N, O*, 12 % Kerne der Gruppe *Mg, Al, Si* und 14 % Kerne der *Fe*-Gruppe ($Z > 25$) [WIE94]. Elektronen machen weniger als 1 % aus, γ -Quanten nur ein Promille [SOK89]. In der kosmischen Strahlung sind Wasserstoffkerne etwas seltener als in unserem Sonnensystem. Man vermutet, daß die relativ hohe Ionisierungsenergie eine Beschleunigung, insbesondere eine Anfangsbeschleunigung, erschwert. Hingegen kommen die leichten Kerne *Li, Be, B* etwa 10^5 mal häufiger vor im Vergleich zum Sonnensystem. Ebenso sind die Kerne *Sc, Ti, V, Cr, Mn*, die mit ihren Ordnungszahlen vor der *Fe*-Gruppe liegen, etwa 100 mal häufiger. Diese beiden Elementgruppen

entstehen bei der Ausbreitung der kosmischen Strahlung im interstellaren Medium durch Spallation aus den häufig vorkommenden Kernen C und O beziehungsweise Fe . Der Anteil von Antimaterie ist sehr gering. Antikerne konnten bisher überhaupt nicht nachgewiesen werden, die experimentelle obere Grenze für das \overline{He}/He Verhältnis ist beispielsweise kleiner als $8 \cdot 10^{-6}$ [ORM95]. Das e^+/e^- Verhältnis liegt im Bereich von etwa 5 % [MUL95], das von \bar{p}/p im Bereich von $10^{-4} - 10^{-5}$ [LAB95]. Ob es sich dabei um rein „sekundäre“ Teilchen aus Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium handelt, oder ob sie direkt von den Quellen kommen, konnte bisher nicht entschieden werden.

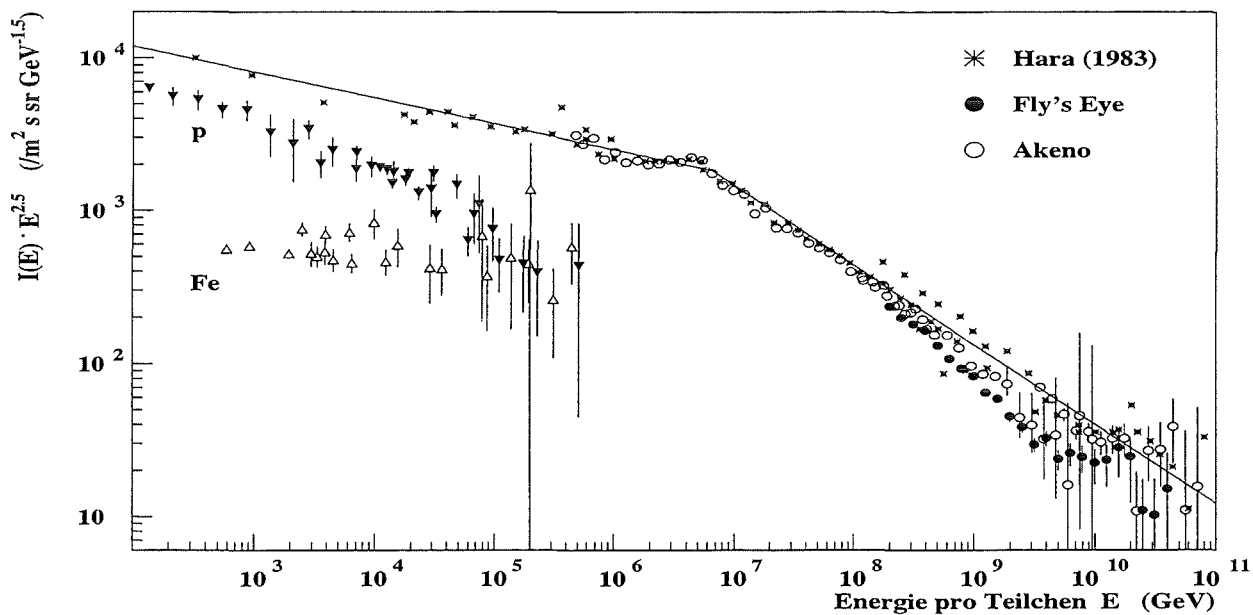


Abbildung 2.1: **Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung**. Der Übersichtlichkeit halber ist die Ordinate mit $E^{2.5}$ multipliziert. Die Daten stammen aus einer Zusammenstellung von Hara [HAR83] und aus den Experimenten Akeno [YOS95] und Fly's Eye [BIR93]. Ebenfalls eingetragen sind die Flüsse für Protonen und Eisen aus verschiedenen direkten Messungen unterhalb von $5 \cdot 10^{14}$ eV.

Oberhalb einer Energie von etwa 10^{14} eV konnte die Zusammensetzung bisher noch nicht zweifelsfrei festgestellt werden, da für direkte Messungen die Rate zu klein wird und Luftschauer-Experimente bisher keine eindeutigen Ergebnisse liefern konnten. So schlagen Messungen von Myon-Bündeln mit Untergrunddetektoren [AHL92, BER89], sowie Beobachtungen der Höhe des Schauermaximums mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen [BOO97] ein durch primäre Protonen dominiertes Spektrum vor. Andere bodengebundene Experimente weisen hingegen auf eine Zunahme des Fe -Anteils über den Proton-Anteil hin [REN88, BER95].

Aus den gegenwärtigen, direkt gemessenen Daten ergibt sich für Protonen ein Exponent

des Energiespektrums $\delta_p = 2.75$ und für Eisen $\delta_{Fe} = 2.60$ [WIE94]. Somit deutet eine Extrapolation zu höheren Energien eine Zunahme des Anteils schwerer Kerne an.

Dies könnte dadurch erklärt werden, daß bei den hohen Energien der Gyroradius der Teilchen im interstellaren Magnetfeld für leichte Kerne bereits größer als die Dicke der galaktischen Scheibe wird und diese Teilchen die Galaxie verlassen. Man hat dafür das sogenannte „leaky box“ Modell vorgeschlagen [COS68].

Der entscheidende Parameter in diesem Modell ist die bis zum Verlassen des Ausbreitungsvolumens durchlaufene Materieschicht λ_{esc} , deren Zahlenwert aus Meßdaten für eine Rigidität $R = cp/Ze \geq 4 \text{ GV}$ zu $\lambda_{esc} \approx 11 \text{ g/cm}^2 \beta (4/R)^\xi$ bestimmt wird mit $\xi \approx 0.6$ [GUP89]. Mit der mittleren galaktischen Teilchendichte $\rho = 1 \text{ Proton cm}^{-3}$ ergibt sich daraus eine Verweilzeit im Volumen $\tau_{esc} = \lambda_{esc}/\beta c \rho \approx 6 \cdot 10^6 \text{ a}$. Messungen von Isotopenverhältnissen mit instabilen Kernen wie z.B. ^{10}Be ($\tau_0 = 2.2 \cdot 10^6 \text{ a}$) liefern jedoch $\tau_{esc} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ a}$ [GAR77], was auf eine mittlere Dichte $\rho = 0.3 \text{ Protonen cm}^{-3}$ führt. Somit scheint sich das Ausbreitungsvolumen der kosmischen Strahlung weit über die Scheibe der Galaxie hinaus zu erstrecken. Dies wird in Modellen berücksichtigt, die als Ausbreitungsvolumen auch den Halo der Galaxie mit einschließen [JOK76, GIN80]. Ein weiterer Hinweis auf einen Halo von kosmischer Strahlung stammt aus Beobachtungen erhöhter Radioemission aus einem ellipsoidalen Gebiet um die Milchstraße [WEB78] sowie um andere Spiral-Galaxien [ALL91]. Die Radiostrahlung wird als Synchrotronstrahlung von Elektronen im interstellaren Magnetfeld interpretiert.

Der weitaus größte Teil der kosmischen Strahlung hat seinen Ursprung in unserer Galaxie. Ein Hinweis dafür ist die mit zunehmendem Abstand vom Zentrum der Galaxie abfallende Intensität der diffusen Gamma-Strahlung ($E_\gamma > 300 \text{ MeV}$), die durch Wechselwirkung hochenergetischer Protonen über Pionproduktion mit dem interstellaren Medium erzeugt wird [WOL77].

Spezielle Quellen der geladenen Strahlung können jedoch im Gegensatz zu Gamma-Punktquellen nicht identifiziert werden, da die Teilchen bei ihrer Ausbreitung in der Galaxie durch Diffusion in den interstellaren Magnetfeldern der Stärke $\sim 3 \mu\text{G}$ ihre ursprüngliche Richtung verlieren. Dies führt dazu, daß die geladene Strahlung nahezu *isotrop* auf die Erdatmosphäre auftrifft. Erst bei einer Energie $E_0 \geq 10^{17} \text{ eV}$ wird die Anisotropie größer als 1 % [HIL84], und ein Überschuß aus der galaktischen Scheibe deutet sich an.

Es wird angenommen, daß Teilchen mit $E_0 \leq 10^{14} \text{ eV}$ ihre Energie durch vielfache Wechselwirkung mit den Magnetfeldern in Schockwellen erhalten, die sich ins interstellare Medium ausbreiten und ihren Ursprung in Supernovae, Novae und den Sternenwinden haben. Dieser in seinem Ursprung auf *Fermi* zurückgehende Mechanismus [FER49] gilt als besonders plausibel für Explosionen von Supernovae, wie sie in jedem Jahrhundert mehrmals in unserer Galaxie auftreten. Einerseits ist die freigesetzte Leistung ausreichend zur Aufrechterhaltung der Energiedichte der kosmischen Strahlung von etwa 1 eV/cm^3 in der Galaxie. Andererseits ergibt sich ein Potenzspektrum mit einem Exponenten von etwa 2.1, was unter Berücksichtigung der Ausbreitung der Teilchen auf den gemessenen Wert von 2.7 führt. In manchen Supernova Modellen, die zum Beispiel den Wind des Vorgängersternes berücksichtigen, kann die maximale Energie der Teilchen höher als 10^{14} eV liegen [BIE88].

Allgemein zieht man für die Beschleunigung auf Energien $E_0 \gg 10^{14}$ eV diskrete kosmische Objekte in Betracht, wozu Pulsare und Binärsysteme mit einem Neutronenstern oder einem schwarzen Loch gehören. Vermutlich haben die höchstenergetischen Teilchen mit $E_0 \geq 10^{18}$ eV extragalaktische Quellen, beispielsweise aktive galaktische Kerne, Quasare und Radio-Galaxien [BIE95]. Ein Beschleunigungsmodell betrachtet die Akkretion von Materie auf ein schwarzes Loch im Zentrum eines aktiven galaktischen Kernes und ergibt bei 10^{16} eV ein Spektrum mit hohem Proton-Anteil. Allerdings ergeben Messungen der Höhe des Schauermaximums durch Beobachtung des Fluoreszenzlichtes von atmosphärischem Stickstoff bei 10^{17} eV ein von Eisen dominiertes Spektrum, das schließlich bei 10^{19} eV nur noch aus Protonen bestehen soll [BIR93].

Da Protonen oberhalb von $5 \cdot 10^{19}$ eV mit den Photonen der kosmischen 2.7 K Hintergrundstrahlung in inelastischen Wechselwirkungen Pionen erzeugen können, wird erwartet, daß das Spektrum oberhalb dieser Energieschwelle stärker abfällt [GRE66, ZAT66], falls die Quellen sich in einer Entfernung von mehr als einigen Mpc befinden. Der Ursprung der erst kürzlich beobachteten höchstenergetischen Teilchen mit $E_0 > 10^{20}$ eV [BIR94, HAY94] ist daher vollkommen unverstanden, da die Teilchen bei diesen extrem hohen Impulsen durch die galaktischen Magnetfelder praktisch nicht mehr abgelenkt werden und es für ihre Ankunftsrichtungen in einer Umgebung von etwa 30 Mpc keine sichtbaren Quellen gibt.

Neben dem Energiespektrum ist die Massenzusammensetzung der Primärstrahlung eine wesentliche Meßgröße, anhand derer sich Modelle für die Beschleunigung und Ausbreitung der Teilchen überprüfen lassen. Deswegen ist eine Bestimmung der Zusammensetzung auch bei Energien oberhalb von 10^{14} eV sehr wichtig. In absehbarer Zeit ist aber nicht zu erwarten, daß wesentlich längere Meßzeiten oder viel größere Detektoren oberhalb der Erdatmosphäre realisiert werden können. Deshalb bleibt nur die indirekte Messung der Zusammensetzung am Erdboden. Dabei versucht man mit einem Feld von großflächig angeordneten Detektorstationen durch den Nachweis möglichst vieler Parameter eines *ausgedehnten Luftschauers* die Energie und die Masse des Primärteilchens zu bestimmen.

2.2 Ausgedehnte Luftschauer

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre wechselwirken die primären Teilchen mit den Kernen der Luftmoleküle und -atome. Bei diesen Wechselwirkungen entsteht ein breites Spektrum an hochenergetischen Sekundärteilchen (π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0 , p, n, \bar{p} , \bar{n} , Λ , ...), wobei die Pionen aufgrund ihrer großen Häufigkeit eine wesentliche Rolle bei der Schauerentwicklung einnehmen. Eine entsprechende Prinzipskizze ist in Abbildung 2.2 wiedergegeben.

Die neutralen Pionen zerfallen elektromagnetisch sehr schnell ($\tau_0 = 1.78 \cdot 10^{-16}$ s) in zwei γ -Quanten, ohne vorher wechselwirken zu können. Diese wiederum lösen elektromagnetische Kaskaden aus, die sich durch Paarerzeugung der γ -Quanten beziehungsweise Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen entwickeln. Diese Kaskaden bilden die *elektromagnetische Komponente* des Luftschauers. Im Vergleich zum π^0 -Zerfall ist der

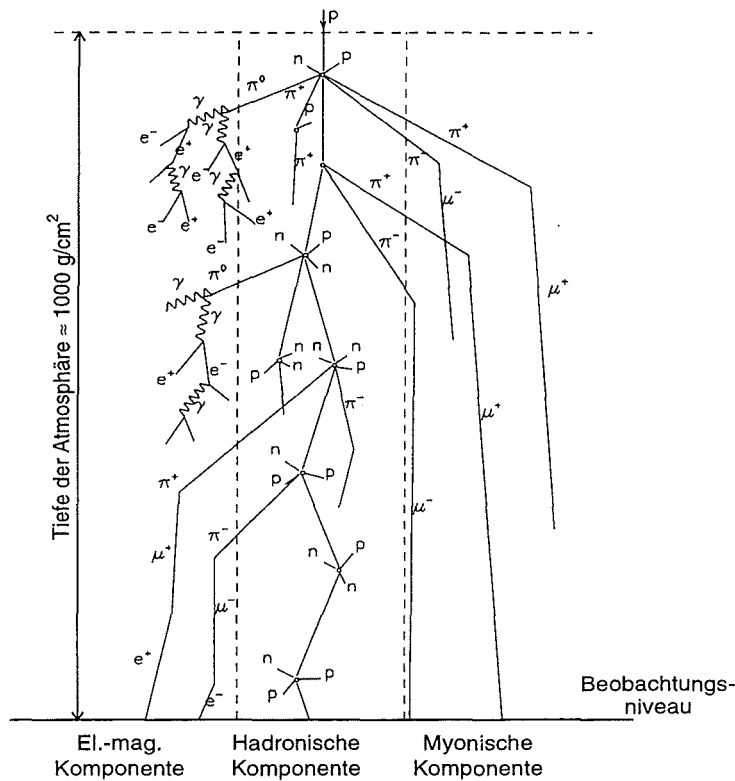


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers. Dargestellt sind die wesentlichen Sekundärteilchen mit ihren Wechselwirkungen.

Zerfall der geladenen Pionen relativ langsam, da er über die schwache Wechselwirkung verläuft:

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (\tau_o = 2.551 \cdot 10^{-8} s)$$

Folglich konkurrieren in Abhängigkeit von der Pionenergie und der Dichte der Atmosphäre Wechselwirkungen mit dem Zerfall, aus dem neben den praktisch nicht wechselwirkenden Neutrinos die *myonische Schauerkomponente* entsteht. Die kritische Energie für Myonen in Luft beträgt 3.6 TeV . Bei einer typischen Energie von wenigen GeV verlieren deshalb die meisten Myonen ihre Energie in der Atmosphäre praktisch nur über Ionisationsprozesse. Außerdem ist infolge der Zeitdilatation für solche Myonen der Zerfall

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (\tau_o = 2.2 \cdot 10^{-6} s)$$

stark unterdrückt, so daß etwa 50 % der entstandenen Myonen die Erdoberfläche erreichen. Die geladenen Pionen, zusammen mit Nukleonen und anderen entstandenen Baryonen und Mesonen, bilden die *hadronische Komponente*. Diese stellt den Kern des Luftschauers dar, der auf dem Weg durch die Lufthülle im wesentlichen infolge der π^0 -Produktion die elektromagnetische Komponente und infolge der π^\pm -Produktion die myonische Komponente solange nachliefert, bis die Energie der Hadronen unter die Produktionsschwelle für Pionen fällt.

Bei jeder hadronischen Wechselwirkung geht im Mittel etwa die Hälfte der Ausgangsenergie in die Produktion von Sekundärteilchen. Etwas weniger als ein Drittel der freigesetzten Energie fließt in die elektromagnetische Komponente. Von dort kann die Energie nur selten in die hadronische Komponente zurückgelangen. Ein primäres Hadron, beziehungsweise dessen Sekundärhadronen, wechselwirkt auf dem Weg durch die Atmosphäre, die bezüglich Meeresniveau etwa 10 nukleare Wechselwirkungslängen dick ist, meistens mehrmals. Deshalb gelangt schließlich der größte Teil der Primärenergie in die elektromagnetische Komponente, die somit die Schauerentwicklung wesentlich bestimmt.

Ein ausgedehnter Luftschauer entsteht durch die Überlagerung mehrerer elektromagnetischer Subschauer, in denen sich anfangs die Photonen und Elektronen beziehungsweise Positronen durch Paarbildung und Bremsstrahlung unter ständiger Abnahme ihrer Energie exponentiell vermehren. Schließlich wird die kritische Energie der Elektronen erreicht, die in Luft 84 MeV beträgt. Haben die elektromagnetischen Schauerteilchen im Mittel diese Energie, ist ihre Zahl am größten, und das Schauermaximum ist erreicht. Anschließend verlieren die Elektronen ihre Energie vorwiegend durch Ionisation und werden schließlich absorbiert. Die Teilchenzahl nimmt wieder stark ab. Dieses Verhalten bei der longitudinalen Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade läßt sich durch folgende Gleichung näherungsweise beschreiben [HIL82]:

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

mit $s = \frac{3t}{t+2\beta}$, $t = \frac{X}{X_0}$ und $\beta = \ln \frac{E_0}{E_c}$.

N_e gibt die Anzahl der Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von der Energie E_0 des primären elektromagnetischen Teilchens und der atmosphärischen Tiefe t in Strahlungslängen an und wird üblicherweise als *Schauergröße* bezeichnet. X_0 ist die Strahlungslänge, E_c die kritische Energie, und der Parameter s wird als das *Schaueralter* bezeichnet. Letzteres charakterisiert unabhängig von der Primärenergie die Entwicklung des Schauers. Zu Beginn des Schauers hat es den Wert $s = 0$ und steigt im Schauermaximum auf $s = 1$. In der aussterbenden Phase des Schauers ist $s > 1$.

Bei der Ausbildung der Kaskade entsteht in der Atmosphäre eine pfannkuchenförmige Teilchenscheibe, die senkrecht zur ursprünglichen Einfallsrichtung des Primärteilchens orientiert ist und sich fast mit Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre auf den Erdboden zubewegt, vergleiche dazu die Abbildung 2.3. Mit zunehmender Eindringtiefe in die Atmosphäre nehmen die Dicke und der Radius der Schauerscheibe zu, wobei am Rand die Teilchendichte stark abnimmt. Auf Meeresniveau ist die Scheibe bei einer Primärenergie von $E_{0,Proton} \approx 10^{15} \text{ eV}$ im Randbereich typischerweise 10 m dick. Die laterale Verbreiterung des Schauers hängt mit der Coulomb-Streuung der Elektronen und Myonen sowie mit dem Transversalimpulsübertrag bei der Erzeugung beziehungsweise dem Zerfall der Pionen zusammen.

Generell kann die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers durch dreidimensionale Diffusionsgleichungen beschrieben werden. Für Schaueralter zwischen 0.6 und 1.8 und Entfernungen vom Schauerzentrum $r > 1 \text{ m}$ liefert die NKG-Funktion, wie sie von Nishi-

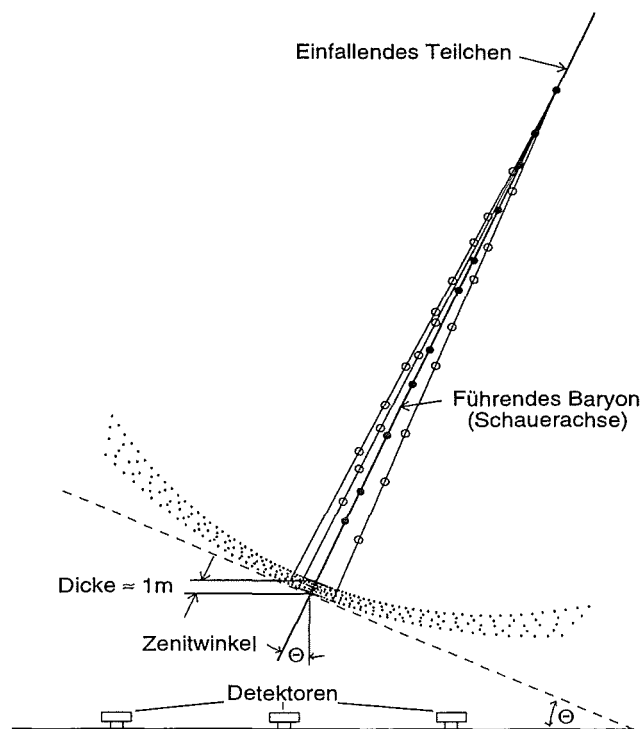


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der räumlichen Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers.

mura, Kamata und Greisen angegeben wurde [GRE56, KAM58], eine gute Näherung für die Lateralverteilung der Elektronen, beschrieben durch die Elektronendichte ρ_e :

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

mit dem Normierungsfaktor $C(s) = \frac{\Gamma(4.5-s)}{\Gamma(s)(4.5-2s)}$ sowie dem *Molière*-Radius $R_m = 21.2 \frac{X_0}{E_c} \text{ MeV}$.

Sowohl Schauergröße als auch Alter sind hierbei Funktionen der Primärenergie und der atmosphärischen Tiefe.

Die drei verschiedenen Komponenten des Schauers unterscheiden sich sowohl in den Teilchenzahlen als auch in den Lateralverteilungen und Energiespektren der Teilchen. Für eine Primärenergie von beispielsweise $E_{0,Proton} \approx 10^{15} \text{ eV}$ erhält man auf Meereshöhe im Mittel über 100 000 Elektronen und über 10 000 Myonen mit Energien über 3 MeV sowie einige hundert Hadronen, deren Energien oberhalb einer mit einem Kalorimeter realisierbaren Nachweisschwelle von 10 GeV liegen. Die Myonen haben mit einem Radius von mehreren hundert Metern die breiteste Lateralverteilung, da sie wegen ihres hohen Durchdringungsvermögens noch aus großen Höhen die Erdoberfläche erreichen können. Bei der elektromagnetischen Komponente beträgt der Radius ungefähr 80 m, während

er beim hadronischen Schauerkernel für Teilchenenergien oberhalb von 10 GeV nur etwa 10 m beträgt. Diese Zahlen legen die Abmessungen für ein Detektorfeld einschließlich für ein zentralem Hadron-Kalorimeter fest, wenn man bei Primärenergien im Bereich des Knicks im Spektrum, also $E_0 \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$, den Schauer fast vollständig erfassen möchte.

Bei gleicher Primärenergie des Kernes unterscheidet sich ein von einem Proton ausgelöster Luftschauer im Mittel von einem durch einen schweren Kern induzierten in seiner ganzen Entwicklung. Bei einem Fe-Schauer beispielsweise werden insgesamt mehr Sekundärteilchen erzeugt als beim **p**-Schauer. Dies liegt daran, daß die mittlere Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen N_S nur logarithmisch mit der Energie wächst und man in guter Näherung einen Eisen-Kern als Superposition von 56 unabhängigen Nukleonen mit $E_N = \frac{1}{56} E_{Fe}$ annehmen kann [SCH94]. Die größere Zahl der Sekundärteilchen bei einem schweren Primärteilchen bewirkt, daß auf Meereshöhe *mehr* Myonen als beim **p**-Schauer vorhanden sind. Da bei einem schweren Primärteilchen die Energie pro Nukleon kleiner ist, liegt das Schauermaximum weiter oben in der Atmosphäre, und die maximale Energie der sekundären Hadronen ist kleiner. Deshalb sind auf Meereshöhe trotz der größeren Gesamtteilchenzahl *weniger* Elektronen und nachweisbare Hadronen als beim **p**-Schauer vorhanden.

2.3 Hadronische Wechselwirkungen

Um aus den am Erdboden gemessenen Schauerparametern Rückschlüsse auf die Energie und den Kerntyp des Primärteilchens ziehen zu können, muß man für die verschiedenen Primärkerne die Luftschauerentwicklung in der Atmosphäre detailliert berechnen. Ein Schauer entsteht in einem stochastischen Prozeß vieler Wechselwirkungen hintereinander. Daher ist eine Simulation von Einzelereignissen eine angemessene Art, Experiment und Modell zu vergleichen. Der wesentliche Bestandteil der dazu verwendeten Simulationsprogramme ist die Modellierung der ersten inelastischen Wechselwirkungen der sehr hochenergetischen Hadronen und Kerne mit den Kernen der Luft, da dadurch ganz entscheidend die longitudinale und laterale Ausbreitung des Luftschauers bestimmt werden.

2.3.1 Grundlegende Vorstellungen

Durch viele Experimente an Teilchenbeschleunigern hat man folgende Vorstellungen von Wechselwirkungen der elementaren Hadronen gewonnen. Ihre Reichweite ist sehr klein und liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie die Abmessungen der Hadronen. Nimmt man beispielsweise einen Radius von 1 fm an, was etwa dem Protonradius entspricht, so erhält man einen geometrischen Querschnitt von 31.4 mb . Bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ beträgt der gemessene Wert für den totalen **pp**-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot} = 38.5 \text{ mb}$.

Die zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragenden Prozesse werden in zwei Klassen ein-

geteilt. Die *elastische Streuung* hat bei $\sqrt{s} < 60 \text{ GeV}$ einen Anteil von etwa 17 % und läßt sich im wesentlichen in Analogie zur Optik als Beugung an einer absorbierenden Scheibe verstehen, die durch das Nukleon repräsentiert wird. Der wesentlich größere Beitrag kommt von den *inelastischen Prozessen*, die wiederum in *diffraktive* und *nicht-diffraktive* Prozesse unterteilt werden.

Die *diffraktive Dissoziation* trägt mit etwa 15 % zum inelastischen Wirkungsquerschnitt bei. Bei diesem Prozeß kann einer der beiden Stoßpartner intakt bleiben, und aus dem anderen entstehen nur relativ wenige Hadronen, die um die durch die Impulserhaltung festgelegte Achse dicht gebündelt sind. Die Winkelverteilungen des intakten Teilchens und der diffraktiv erzeugten Hadronen zeigen ähnlich wie bei elastischer Streuung eine Beugungsstruktur. Es handelt sich um periphere Stöße am nicht mehr vollständig absorbierenden Rand des Nukleons, bei denen nur ein ganz kleiner Teil des zur Verfügung stehenden Vierer-Impulses ausgetauscht wird, jedoch keine Quantenzahlen. Diffraktive Dissoziation tritt auf, wenn das beteiligte Hadron nicht vollständig absorbierend für die Wellenfunktion des Stoßpartners ist. Deshalb stellt man sich diffraktive Prozesse als Beugung an einer nicht vollständig schwarzen, sondern eher grauen Scheibe vor, die zum Rand hin heller wird. Der Anstieg von σ_{el}/σ_{tot} auf einen Wert von 21.5 % bei $\text{p}\bar{\text{p}}$ -Reaktionen mit $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ wird im geometrisch-optischen Bild so interpretiert, daß das Proton schwärzer und sein Absorptionsprofil „kantiger“ wird. Bei einer ganz schwarzen Scheibe wäre $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 0.5$. Mit zunehmender Energie liegt das erste Minimum des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dt}$ bei kleineren Werten von $|t|$, was eine Vergrößerung der Scheibe andeutet. Hierbei ist $t = -Q^2 = (p_{ein} - p_{aus})^2$ das Quadrat des Vierer-Impulsübertrages des gestreuten Teilchens an seinen Stoßpartner.

Bei den nicht-diffraktiven inelastischen Prozessen handelt es sich um Reaktionen, bei denen neben Energie und Impuls auch Farbladungen zwischen den beteiligten Hadronen beziehungsweise ihren Bestandteilen, den Partonen, ausgetauscht werden. Zu den Partonen gehören die Valenz- und Seequarks sowie die Gluonen. Durch den Austausch von Farbladung bilden sich unter anderem zwischen den Partonen der beiden wechselwirkenden Hadronen sogenannte Strings aus. Diese Strings fragmentieren letztlich in die beobachtbaren hadronischen Endzustände, die wegen ihrer geringen Masse größtenteils aus Pionen bestehen. Die im Zusammenhang mit den sogenannten „harten“ Prozessen entstehenden Jets werden weiter unten erläutert.

Der Wirkungsquerschnitt steigt oberhalb von $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ schwach mit $(\ln s)^2$ an [MIE94b]. Bei der gegenwärtig höchsten an Speicherringen zugänglichen Energie von $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ergibt sich für $\text{p}\bar{\text{p}}$ -Reaktionen $\sigma_{tot} = 80.6 \text{ mb}$ [AUG93]. Dieser Anstieg kann folgendermaßen im Quark-Parton-Modell der Hadronen verstanden werden, bei dem die Wechselwirkung der Partonen über Gluonaustausch durch die Quanten-Chromodynamik (QCD) beschrieben wird: Bei steigender Energie gibt es bei festem Vierer-Impulsübertrag immer mehr Partonen, die einen kleinen Bruchteil $x = p_L/p$ des gesamten Hadronimpulses tragen und an inelastischen Reaktionen teilnehmen können, denn absolut gesehen besitzen sie genügend Energie zur Bildung der leichtesten Hadronen. Neuere Messungen bei HERA zeigen, daß bei kleinen x die Gluondichte stärker ansteigt als die Dichte der Valenz- und Seequarks [AID95] und somit bei höchstenergetischen Nukleon-Nukleon

Stößen Gluon-Gluon-Wechselwirkungen dominieren.

Die Verteilungen der Longitudinalimpulse der Sekundärteilchen spiegeln im wesentlichen die Impulsverteilungen der Partonen des einfallenden Teilchens wider. Die Verteilungen der skalierten Longitudinalimpulse x sind bei höheren Energien ($\sqrt{s} \sim 10 \text{ GeV}$) näherungsweise unabhängig von der einfallenden Energie, was bedeutet, daß der Impuls der erzeugten Sekundärteilchen mit dem Impuls des Primärteilchens skaliert.

Die Verteilung der Transversalimpulse p_T hängt in diesem Energiebereich kaum von s und p_L ab, und sie fällt exponentiell mit einem mittleren Transversalimpuls $\bar{p}_T = 0.35 \text{ GeV}/c$ ab. Bei noch höheren Energien ($\sqrt{s} \gg 10 \text{ GeV}$) und den damit möglichen größeren Vierer-Impulsüberträgen findet man jedoch Abweichungen von diesem Skalenverhalten. Es werden mehr Sekundärteilchen mit großem Transversalimpuls gebildet und weniger mit sehr großem Longitudinalimpuls, was sich experimentell im Entstehen von sogenannten Minijets zeigt und als direkte Stöße von einzelnen Partonen mit relativ kleinem x interpretiert wird.

Der Anteil der Energie, der nach einer Reaktion dem höchstenergetischen auslaufenden Teilchen im Vergleich zur Energie des einlaufenden Teilchens fehlt, wird oft als Inelastizität bezeichnet. Sie beträgt bei niedrigen Energien im Mittel etwa 50 %, und es deutet sich an, daß sie auf Grund der zunehmenden Jet-Produktion bei höheren Energien steigt. Der Anstieg der mittleren Multiplizität der bei einer Reaktion erzeugten Sekundärteilchen kann näherungsweise mit einem Polynom dritten Grades in $\ln s$ beschrieben werden.

2.3.2 Modelle

Die elastische Streuung spielt für die Luftschauerentwicklung praktisch keine Rolle. Einfluß haben nur die inelastischen Prozesse. „Harte“ Prozesse zwischen elementaren Hadronen, bei denen es zwischen Quarks und Gluonen, die einen größeren Anteil des gesamten Hadronimpulses tragen, große Impulsüberträge gibt, sind mit der QCD in Störungstheorie berechenbar, tragen jedoch bei niedrigen Energien auf Grund ihres seltenen Vorkommens ebenfalls nicht wesentlich zur Schauerentwicklung bei.

Die überwältigende Mehrheit der inelastischen Reaktionen bei solchen Energien sind „weich“, d.h. die beteiligten Partonen tragen nur einen kleinen Bruchteil des gesamten Hadronimpulses und der Impuls- und Energieübertrag zwischen ihnen ist sehr klein im Vergleich zu den maximal möglichen Werten. Bei solchen Vierer-Impulsüberträgen $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$ ist eine Störungsrechnung nicht mehr durchführbar, da die energieabhängige Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2) \sim 1$ ist. Deshalb versucht man diese Klasse von Wechselwirkungen der elementaren Hadronen mit phänomenologischen Modellen zu beschreiben.

Als eine vielversprechende Ausgangsbasis für solche Modelle hat sich das Gribov-Regge Modell (GRM) erwiesen [GRI68]. Wesentlicher Gedanke ist der Austausch von Pomeronen zwischen den Partonen der wechselwirkenden elementaren Hadronen. Ein Pomeron ist ein hypothetisches Austauscheteilchen, das ursprünglich im Rahmen der Regge-Pol Phänomenologie bei der Beschreibung der elastischen Hadron-Hadron Streuung eingeführt wurde

und einer Regge-Pol-Trajektorie mit $J(M^2 = 0) \geq 1$ zugeordnet ist. Mit dieser phänomenologischen Methode können die Amplituden für die elastische Hadron-Hadron Streuung und damit über das optische Theorem auch der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} berechnet werden. Anpassungen der Form $\sigma_{tot} = A \cdot s^{J(0)-1} + B \cdot s^{-b}$ können die Energieabhängigkeit von σ_{tot} bei Hadron-Hadron Wechselwirkungen wie zum Beispiel $\pi^+ \mathbf{p}$ oder \mathbf{pp} Kollisionen mit universellen Werten für $J(0) - 1 = 0.0808$ und $b = 0.4525$ gut beschreiben [DON92]. Eine solche Energieabhängigkeit von σ_{tot} verletzt jedoch bei sehr hohen Energien die Froissart-Grenze [FRO61], die besagt, daß der Anstieg von $\sigma_{tot} \leq const. (\ln s)^2$ erfolgt, und somit die Unitarität. Abhilfe schafft die Berücksichtigung des mehrfachen Austausches von Pomeronen bei der Beschreibung einer Wechselwirkung. Der Zusammenhang zwischen dem Pomeron und den Partonen der QCD ist letztlich noch nicht vollständig verstanden. Es wird jedoch vermutet, daß es sich beim Pomeron um ein kollektives Phänomen handelt, und es gibt Ansätze, Pomeronen als Gluonleitern aufzubauen [VEN76].

Im Rahmen der Gribov-Regge Modelle werden inelastische Prozesse dadurch beschrieben, daß ein Teil der ausgetauschten Pomeronen aufgetrennt wird, wodurch Farbstrings zwischen den beteiligten Partonen gebildet werden. Die Gewichtung der inelastischen Prozesse untereinander wird über sogenannte topologische Wirkungsquerschnitte σ_m bestimmt. Dabei gibt σ_m den Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt an, der sich von Prozessen mit m aufgetrennten Pomeronen ergibt. Die Wirkungsquerschnitte der elastischen und diffraktiven Streuung werden hierbei von σ_0 festgelegt: $\sigma_0 = \sigma_{el} + \sigma_{diff}$.

Zu den modernen Gribov-Regge Modellen gehören das Dual-Parton Modell DPM [CAP80], das Quark-Gluon-String Modell QGS [KAI91] und das VENUS¹ Modell [WER93]. Sie unterscheiden sich darin, wie die Attribute der Pomeronen angenommen werden und wie aufgetrennten Pomeronen Farbstrings zugeordnet und letztlich durch deren Fragmentation hadronische Endzustände gebildet werden. Auch die Berücksichtigung der sogenannten semi-harten Prozesse, die zu Minijets führen, welche nicht mit dem GRM beschrieben werden, ist verschiedenartig. Experimente zeigen, daß bei hohen Energien die Prozesse mit Minijets so häufig vorkommen, daß sie einen nicht unerheblichen Anteil zum Wirkungsquerschnitt liefern und deshalb auch für Luftschauer berücksichtigt werden müssen. Bei semi-harten Prozessen ist $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ und $x \ll 1$.

Zu den genannten Modellen existieren Monte-Carlo Versionen, von denen die Programme DPMJET [RAN95] und QGSJET [KAL97], wie der Name bereits andeutet, Minijets explizit behandeln. Ein weiterer Effekt bei der inelastischen Kernwechselwirkung besteht darin, daß Teilchen aus der Stringfragmentation mit anderen Fragmenten oder Spektator-Nukleonen der beteiligten Kerne reagieren können. Diese sogenannten Sekundärwechselwirkungen sind in VENUS berücksichtigt, da dadurch bei ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen gemessene Impulsverteilungen der Sekundärteilchen, vor allem der Pionen, unter anderem im Targetfragmentationsbereich besser beschrieben werden können. Die Wechselwirkung von Hadronen mit Kernen kann konsistent im Rahmen des GRM durch den Austausch von Pomeronen zwischen einzelnen Nukleonen des Kernes mit dem Hadron behandelt werden. Analog dazu werden Kern-Kern Wechselwirkungen über elementare Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen modelliert.

¹VENUS: Very ENergetic NUclear Scattering

Neben den GRM basierten Modellen gibt es eine Reihe weiterer, meist einfacherer phänomenologischer Wechselwirkungsmodelle, die in Monte-Carlo Programmen implementiert wurden. Von diesen wird hier lediglich das vom Dual-Parton Modell inspirierte HDPM² [CAP89] erwähnt, das dem in dieser Arbeit verwendeten Luftschauer Programm CORSIKA in dessen frühen Versionen zugrundelag. In diesem Modell wird versucht, durch Ausbildung von Projektil- und Targetstrings gemessene Impuls- und Häufigkeitsverteilungen von Sekundärteilchen zu reproduzieren, wobei es einige anzupassende Parameter gibt.

Die vorgestellten Programme unterscheiden sich auch in den implementierten inelastischen Wirkungsquerschnitten, insbesondere bei σ_{inel}^{h-Luft} , den Wirkungsquerschnitten für inelastische Reaktionen von elementaren Hadronen wie Protonen, Pionen und Kaonen mit Luftkernen. Hierbei sind sowohl die Energieabhängigkeiten als auch die absoluten Werte verschieden. Im Energiebereich unter $E_{Lab} = 100 TeV$, der in dieser Arbeit im wesentlichen untersucht wird, gibt es für σ_{inel}^{h-Luft} eine Variationsbreite von 25 % zwischen den einzelnen Modellen. Die Wirkungsquerschnitte, die bei HDPM verwendet werden und bei denen die Kerngröße über eine Entfaltung der gemessenen Kern-Ladungsverteilung bestimmt wird [SCH92a], sind am kleinsten, die von DPMJET am größten [KNA97]. Diese Unterschiede zeigen die relativ großen theoretischen Unsicherheiten auf, die es bei der Berechnung der Nukleon-Kern Wirkungsquerschnitte aus Nukleon-Nukleon Wirkungsquerschnitten gibt. Diese Rechnungen verwenden das geometrisch optische Modell nach Glauber.

In einem geometrischen Bild kann man sich folgende Grenzfälle für die Abhängigkeit von σ_{h-A} von A vorstellen. Bei großem Hadron-Nukleon Wirkungsquerschnitt σ_{h-n} sollte σ_{h-A} in der Größe des geometrischen Kernquerschnittes ($\propto A^{2/3}$) sein, d.h. es gibt eine Abschattung der tiefer im Kern liegenden Nukleonen. Bei kleinerem σ_{h-n} sollte σ_{h-A} proportional zur Anzahl A der Nukleonen im Kern sein. Tatsächlich findet man für höhere Energien, daß $\sigma_{h-A} \propto A^{0.75}$ ist.

2.3.3 Unsicherheiten

Die Unsicherheiten in allen Modellen zur hochenergetischen Kern-Kern Wechselwirkung ergeben sich im wesentlichen dadurch, daß sie durch Experimente bisher nur eingeschränkt getestet werden konnten. Dies liegt unter anderem daran, daß die höchste realisierbare Laborenergie für Kern-Kern Wechselwirkungen bei nur etwa $200 GeV/Nukleon$ liegt. Momentan messende Speicherring-Experimente, die die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung untersuchen, erreichen mit dem Tevatron am FNAL eine maximale Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 1.8 TeV$, was einer Laborenergie $E_{Lab} = 1.7 \cdot 10^{15} eV$ entspricht. Diese Experimente können jedoch nur den kinematischen Bereich bei hohen Transversalimpulsen und damit harte und semi-harte Prozesse recht umfassend untersuchen. Sie erfassen jedoch nicht die in der extremen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung gebildeten Teilchen, die die

²HDPM: Hadronic interactions inspired by the Dual Parton Model

Domäne der weichen und diffraktiven Prozesse sind. Die Entwicklung von Luftschauern hängt aber ganz wesentlich von diesen Prozessen ab, da die mit kleinen Transversal- und großen Longitudinalimpulsen entstehenden Teilchen den größten Teil der Energie weiter in die Atmosphäre hineintragen. So können die gegenwärtigen Experimente am Tevatron nur einen kinematischen Bereich abdecken, in den etwa 5 % der verfügbaren Energie fließt. Deshalb werden neue Experimente am Tevatron und am im Bau befindlichen Large Hadron Collider (LHC) des CERN geplant, bei denen auch Teilchen unter kleinsten Streuwinkeln vermessen werden können [BJO92].

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß bisher im Energiebereich um 100 TeV die für die Luftschauer wichtigen Prozesse in Vorwärtsrichtung weder theoretisch von ersten Prinzipien ausgehend berechnet, noch experimentell vermessen werden konnten. Aus diesem Grund sind Modellvergleiche mit Luftschauerexperimenten sehr wichtig für unser Verständnis der hochenergetischen Nukleon-Nukleon und Kern-Kern Wechselwirkung. Die Richtigkeit und Zuverlässigkeit der Wechselwirkungsmodelle wiederum ist eine grundlegende Voraussetzung für die Analyse und Interpretation der gemessenen Daten bei Luftschauer Experimenten, vor allem bei Energien über 100 TeV , bei denen die Zusammensetzung der Strahlung weitestgehend unbekannt ist.

2.4 Kalorimetrie

Eine in der Hochenergiephysik übliche Methode zur Energiebestimmung von Teilchen im GeV -Bereich und darüber ist die kalorimetrische Messung. Dabei werden die Teilchen in einem Block dichter Materie absorbiert. Im Absorbermaterial entsteht ein Teilchenschauer mit einer großen Zahl niederenergetischer Sekundärteilchen. Diese verlieren einen Teil ihrer Energie durch Erzeugung von Ionisationsladung, Szintillationslicht oder Cerenkovstrahlung, die durch geeignete Detektoren nachgewiesen werden können. Dadurch läßt sich die Zahl der erzeugten Sekundärteilchen abschätzen, deren Zahl proportional zur Primärenergie ist.

Kalorimeter zeichnen sich gegenüber anderen Detektorarten zur Energiemessung, wie beispielsweise Magnetspektrometern, durch folgende Besonderheiten aus [CUS92]:

- Der relative Fehler der Energiebestimmung wird mit zunehmender Energie kleiner.
- Auch von neutralen Teilchen kann die Energie gemessen werden.
- Da sich die Lage des Schauermaximums nur logarithmisch mit der Energie verschiebt, ist selbst bei höchsten Energien noch eine relativ kompakte Bauweise möglich.
- Anhand unterschiedlicher Detektorsignale auf Grund verschiedener Wechselwirkungen lassen sich sowohl Elektronen und Gamma-Quanten, als auch Myonen und Hadronen identifizieren.

Wesentlich für die Auslegung eines Kalorimeters sind die lateralen und longitudinalen Abmessungen der sich in ihm entwickelnden Schauer. Aufgrund der verschiedenen Wechselwirkungen mit Materie unterscheidet man zwischen elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern.

Ihre Bauform hängt wesentlich von der Art des Nachweises der Sekundärteilchen ab. Verwendet man dazu das gesamte Absorbermaterial, spricht man von einem *homogenen Kalorimeter* und erhält eine sehr gute Energieauflösung. Bei hohen Energien erweist es sich jedoch als besonders praktikabel, den Nachweis der Sekundärteilchen nur stichprobenartig in mit Detektoren ausgerüsteten Schichten zwischen dem Absorbermaterial durchzuführen. Durch die Trennung von aktivem und passivem Absorbermaterial kann das Detektorsystem für spezielle Anwendungen optimiert werden. Bei diesen sogenannten *Sampling-Kalorimetern* ist die Energieauflösung jedoch schlechter.

2.4.1 Elektromagnetische Schauer

Bei elektromagnetischen Schauern wird das Schauermaximum nach Durchlaufen einer Materieschicht der Dicke [PAR94]:

$$t_{max} = \ln \frac{E_0}{E_c} + C$$

erreicht, wobei $C \approx -0.5$ für durch Elektronen induzierte Schauer und $C \approx +0.5$ für durch Gamma-Quanten induzierte Schauer gilt. Dabei ist t in Einheiten der Strahlungslänge X_0 angegeben. Die Materialabhängigkeit steckt in der obigen Näherungsformel in t und der kritischen Energie E_c .

Die Schauerenergie wird zu 95 % in einer Materieschicht der Dicke [FAB82]:

$$t_{95\%} \approx t_{max} + 0.08Z + 9.6$$

deponiert. Die laterale Ausdehnung wird durch Vielfachstreuung niederenergetischer Schauerelektronen bestimmt. 95 % der Energie befinden sich innerhalb des doppelten Molière-Radius.

2.4.2 Hadronische Schauer

Da in einer hadronischen Kaskade bei einer Wechselwirkung nur ein stark schwankender Bruchteil der Energie in nachweisbare Teilchen fließt, ist die Schauerentwicklung größeren Fluktuationen als im elektromagnetischen Fall unterworfen. Für einzelne Schauer läßt sich keine Parametrisierung des Schauerprofils angeben. Über viele Schauer gemittelt ergeben sich aus Meßdaten im Energiebereich von etwa 100 GeV folgende Parametrisierungen für die Lage des Schauermaximums und des 95-prozentigen Energieeinschlusses sowie der lateralen Ausdehnung [FAB85]:

$$t_{max} \approx 0.2 \cdot \ln \frac{E_0}{\text{GeV}} + 0.7$$

$$t_{95\%} \approx t_{max} + 2.5 \cdot \left(\frac{E_0}{GeV}\right)^{0.13}$$

$$R_{95\%} \approx \lambda_0$$

Hierbei ist t in Einheiten der nuklearen Wechselwirkungslänge λ_0 angegeben [CUS92]:

$$\lambda_0 = \frac{A}{\sigma_{in} \cdot N_0} \approx 35 \text{ g cm}^{-2} \cdot A^{1/3},$$

wobei N_0 die Avogadro-Konstante und σ_{in} der totale inelastische Wirkungsquerschnitt sind.

Wegen der unterschiedlichen Abhängigkeit der nuklearen Wechselwirkungslänge und der Strahlungslänge von der Kernladungszahl Z ergibt sich für gebräuchliche Absorbermaterialien mit hoher Dichte, daß $\lambda_0 \gg X_0$ ist. Für Energien von beispielsweise 100 GeV ist mit einer ausreichenden Dicke von etwa $7\lambda_0$ ein hadronisches Kalorimeter wesentlich größer als ein elektromagnetisches mit typischerweise $15X_0$.

2.4.3 Energieauflösung

Abgesehen von Detektoreffekten wird die Energieauflösung limitiert durch die intrinsischen Fluktuationen in der Zahl N der im Schauer vorhandenen Teilchen, die nachweisbar sind. Da diese Zahl linear mit der Primärenergie E_0 zunimmt, ergibt sich aus der Poisson-Statistik:

$$\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} \propto \frac{\sigma_N}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{E_0}} \Rightarrow \frac{\sigma_{E_0}}{E_0} = \frac{C_{intr}}{\sqrt{E_0}}$$

Bei Sampling-Kalorimetern wird nur ein Bruchteil der insgesamt erzeugten Schauerteilchen nachgewiesen, was zu zusätzlichen Sampling-Fluktuationen führt. Bei einer Unterteilung des Absorbers in Schichten gleicher Dicke können sie folgendermaßen beschrieben werden:

$$\left(\frac{\sigma_{E_0}}{E_0}\right)_{sampl} = C_{sampl} \cdot \sqrt{\frac{\Delta E/MeV}{E_0/GeV}}$$

Dabei ist ΔE die Energiedeposition eines einzelnen minimalionisierenden Teilchens in einer Detektorlage. Die Gesamtenergieauflösung eines Sampling-Kalorimeters ergibt sich dann durch quadratische Addition:

$$\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_0}}{E_0}\right)_{intr}^2 + \left(\frac{\sigma_{E_0}}{E_0}\right)_{sampl}^2} \propto \frac{1}{\sqrt{E_0}} \quad (2.1)$$

Ist das Kalorimeter nicht tief genug, um die Schauer vollständig einzuschließen, läuft ein Bruchteil f der Schauerenergie hinaus („Leakage“), und die Energieauflösung verschlechtert sich zusätzlich.

Detektoreffekte wie falsch kalibrierte oder fehlerhafte Kanäle sowie unterschiedlich dicke Absorberschichten bei Sampling-Kalorimetern führen in Gleichung 2.1 zu einem konstanten additiven Term.

Elektromagnetische Kalorimeter

Für homogene Kalorimeter sind die intrinsischen Fluktuationen bei niedrigen Detektorschwellen sehr klein. Gibt man die Energie E_0 in der Einheit GeV an, so ist $C_{intr} \approx 0.005$, und die Energieauflösung wird durch instrumentelle Effekte bestimmt. Im Falle von Sampling-Kalorimetern können die Sampling-Fluktuationen erheblich sein: $C_{sampl} = 0.032$ [FAB82].

Hadronische Kalorimeter

Bei einem hadronischen Schauer sind im Mittel etwa 25 % der Energie prinzipiell nicht nachweisbar, da sie als Bindungsenergie beim Aufbrechen von Kernen verloren geht und von erzeugten durchdringenden Teilchen wie langsamen Neutronen, Myonen oder Neutrinos aus dem Kalorimeter getragen werden. Der Anteil dieser nicht nachweisbaren Energie ist großen Schwankungen unterworfen. Außerdem ergeben sich zusätzliche Fluktuationen aus der variierenden Zahl der bei den ersten hadronischen Wechselwirkungen entstehenden neutralen Pionen. Sie deponieren ihre Energie über einen elektromagnetischen Schauer praktisch vollständig im Gegensatz zu den geladenen Pionen, die weitere Pion-Nukleon Kaskaden auslösen können. Um den Anteil der nicht nachweisbaren Energie zu kompensieren, versucht man bei Sampling-Kalorimetern, durch geeignete Wahl von Absorbermaterial und aktivem Medium das Kalorimetersignal für Elektronen und Hadronen gleich groß zu machen. Man spricht dann von einem kompensierenden Kalorimeter. Dennoch sind die intrinsischen Fluktuationen im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern groß. Man findet für C_{intr} Werte zwischen 0.2 und 0.5. Bezüglich dieser intrinsischen Fluktuationen sind die Sampling-Fluktuationen relativ klein: $C_{sampl} \approx 0.09 - 0.11$ [ENG92b].

Kapitel 3

Experiment KASCADE

Bei dem Experiment KASCADE handelt es sich um eine Anordnung von modernen Teilchendetektoren, mit der neben der elektromagnetischen und myonischen Komponente auch die Hadronen in ausgedehnten Luftschauern im Energiebereich zwischen 10^{13} und 10^{17} eV untersucht werden.

Die Anlage wurde auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe errichtet und ist

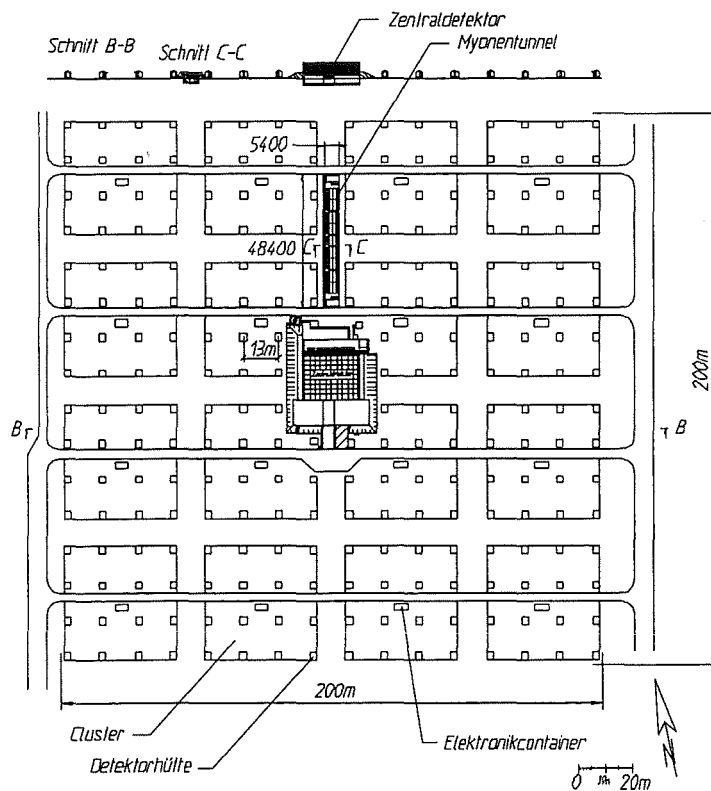


Abbildung 3.1: Auslegung des KASCADE-Experimentes.

in Abbildung 3.1 skizziert. Sie besteht aus einem Detektorfeld von 252 Detektorstationen auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$, einem $16 \times 20 \text{ m}^2$ großen Zentraldetektor und einem im Aufbau befindlichen Myonentunnel.

Das Detektorarray kann durch die Messung der Lateralverteilung von Elektronen und Myonen sowie der relativen Elektronankunftszeiten die Schauergröße, Richtung und Lage des Zentrums bestimmen. Dabei ist für Schauer mit mehr als 10 000 Elektronen eine gute Rekonstruktionsqualität mit einer Winkelauflösung $\sigma_\theta < 0.7^\circ$ und einer Ortsauflösung $\sigma_{xy} < 4 \text{ m}$ möglich [WET96].

Jeweils 16 Detektorstationen sind zu einer autonomen Einheit, einem sogenannten Cluster, zusammengeschlossen. Jede Station enthält vier e/γ -Detektoren, die aus einem jeweils 0.785 m^2 großen und 4.8 cm dicken Flüssigszintillator bestehen. Das Szintillationslicht wird von einem Photomultiplier registriert, der am Ende eines kegelförmigen Gehäuses aus reflektierendem Material sitzt, das oberhalb des Szintillators angebracht ist. Diese Anordnung ermöglicht eine weitgehend ortsunabhängige Zeitmessung mit einer Auflösung von $\sigma_t = 0.77 \text{ ns}$. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 25.3\%/\sqrt{E/\text{MeV}}$, und der dynamische Bereich erstreckt sich von einem bis zu 2000 minimalionisierenden Teilchen [VOL92].

Unterhalb der e/γ -Detektoren befinden sich durch 10 cm Blei und 4 cm Eisen abgeschirmte Myon-Detektoren aus Plastikszintillator. Die vier jeweils $90 \times 90 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Platten sind durch Wellenlängenschieber getrennt und werden durch vier Photomultiplier an den nach außen gerichteten Kanten der Wellenlängenschieber ausgelesen. Damit wird eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 32\%$ und eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 1.7 \text{ ns}$ erreicht [KRI92].

In der bisher realisierten Ausbaustufe des Arrays fehlen bei den inneren vier Clustern die Myondetektoren, und die äußeren 12 Cluster sind nur mit zwei der vier e/γ -Detektoren bestückt. Damit belegt die sensitive Fläche zum e/γ -Nachweis 1.22% und zum Myon-Nachweis 1.55% .

Zur Vergrößerung der Nachweisfläche für die im Vergleich zur Elektronenzahl etwa zehn mal selteneren Myonen ist ein großflächiger Spurdetektor aus Streamerröhren im Aufbau. Unter einer 18 Strahlungslängen dicken Abschirmung aus Erde, Stahl und Beton befindet sich nördlich des Zentraldetektors ein 48 m langer Tunnel. Dort sollen drei Lagen aus Streamerröhren eine aktive Fläche von 144 m^2 bilden. Bei Messungen mit einem Prototypdetektor konnte für Myonspuren eine Winkelauflösung von ca. 1.8° erreicht werden [LAN96].

In der Mitte des Arrays befindet sich der Zentraldetektor mit einem 11 nuklearen Wechselwirkungslängen dicken Eisenkalorimeter, mit dem auf einer Fläche von 300 m^2 Hadronen nachgewiesen werden können. Sein Aufbau ist in Abbildung 3.2 schematisch skizziert. Unter dem Kalorimeter sind zwei Lagen bestehend aus jeweils 16 Proportionalkammern zur Spurmessung von Myonen angebracht. Ein Feld von Szintillatoren oberhalb des Kalorimeters, als Top-Cluster bezeichnet, ergänzt die Lücke im Array und ermöglicht auch bei Schauern mit weniger als $10\,000$ Elektronen, wie sie beispielsweise von Protonen unterhalb von 10^{14} eV Primärenergie erzeugt werden, die Messung der elektromagnetischen Komponente. Das Sampling-Kalorimeter hat neun aktive Lagen, wovon acht mit fein seg-

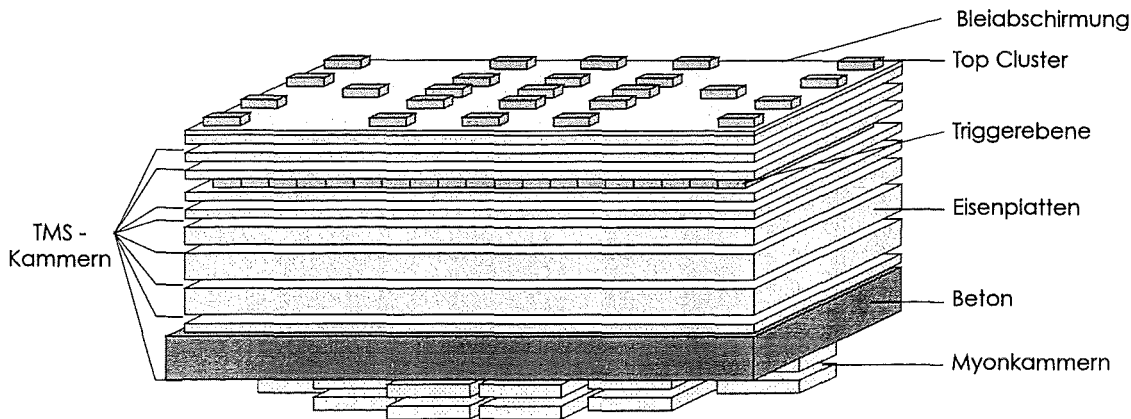


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des KASCADE-Zentraldetektors.

mentierten neuartigen Ionisationskammern mit insgesamt 40 000 elektronischen Kanälen bestückt sind. In der dritten Lage befindet sich eine Triggerebene aus Szintillationsdetektoren, die die Datenauslese der Ionisationskammern triggern und neben der Energie auch die Teilchenankunftszeiten messen können.

Im folgenden werden die einzelnen Bestandteile des Zentraldetektors genauer beschrieben, wobei besonders auf das Kalorimeter eingegangen wird.

3.1 Kalorimeter

Der Absorber des Sampling-Kalorimeters wird aus Eisenplatten gebildet, deren Dicke von 12 cm in den ersten fünf Lagen über 24 cm bis auf 36 cm variiert (vergl. Abbildung 3.2). Als unterste Absorberlage dient die 90 cm dicke Betondecke des Fundamentkellers. Zur Abschirmung von durchdringenden hochenergetischen Elektronen und Gamma-Quanten befindet sich über der obersten Eisenplatte eine 5 cm starke Bleischicht. In sieben der acht aktiven Lagen oberhalb der Betondecke liegen regelmäßig angeordnet jeweils 1216 Flüssigkeits-Ionisationskammern, die praktisch die gesamte Fläche bedecken. In der Ebene unter der Kellerdecke kommen 1080 Kammern zum Einsatz. Die Kammern sind mit der Flüssigkeit Tetra-Methyl-Silan (TMS) gefüllt. Diese molekulare Substanz weist die für Ionisationskammern benötigte hohe Beweglichkeit von freigesetzten Elektronen auf, um mit schnellen Signalen Koinzidenzexperimente zu machen. Gegenüber Szintillationsdetektoren haben Flüssigkeits-Ionisationskammern außer einer guten Signalstabilität den Vorteil, daß eine relativ feine Segmentierung bei der Signalauslese möglich ist und man einen sehr großen dynamischen Bereich erreicht. Dieser wird nach oben nur durch die verwendete Elektronik begrenzt und beträgt im Mittel etwa 10^4 . Dadurch ist es möglich, einzelne Hadronen bis 10 TeV praktisch ohne Sättigungseffekte zu messen. Selbst bei Hadronen von 25 TeV verliert man durch Sättigung nur 20 % der Energie [MIE96]. Die Segmentierung orientiert sich an der lateralen Ausdehnung typischer hochenergetischer Hadronenschauer in Eisen, die etwa 20 cm beträgt. Dadurch ist es möglich, die Position und Richtung einzelner Hadronen in einem großen Winkelbereich bis zu einem Zenitwinkel

von etwa 60° zu rekonstruieren und auch im Schauerkern die räumliche Hadronverteilung zu messen.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Messungen, die noch während der Aufbauphase stattfanden, waren die Kammern nur auf einer $11 \times 16 \text{ m}^2$ großen Fläche mit insgesamt 21 248 elektronischen Kanälen in Betrieb.

3.1.1 TMS-Ionisationskammern

Mechanischer Aufbau

Der Aufbau einer Ionisationskammer ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Vier 1 mm starke und $25 \times 25 \text{ cm}^2$ große Elektrodenbleche aus Edelstahl sind über keramische Abstandshalter zwischen zwei tiefgezogenen 1 mm dicken Edelstahlblechen angebracht, die am Rand heli- undmicht verschweißt sind. Der Abstand zwischen den Elektroden und den Kammerwänden beträgt jeweils 3.5 mm . Auf der Oberseite der Kammer ist in der Mitte eine vierpolige Keramikdurchführung eingeschweißt, über die die Elektroden mit Hochspannung versorgt werden. Oberhalb der Durchführung sitzt eine Aluminiumbox, die für jede Anode Kondensatoren zur Signalauskoppelung und einen Vorverstärker enthält. Die Befüllung der Kammer mit 1.7 l TMS erfolgt über ein Nickelröhrchen, das durch eine Kaltverschweißung heli- undmicht verschlossen wird.

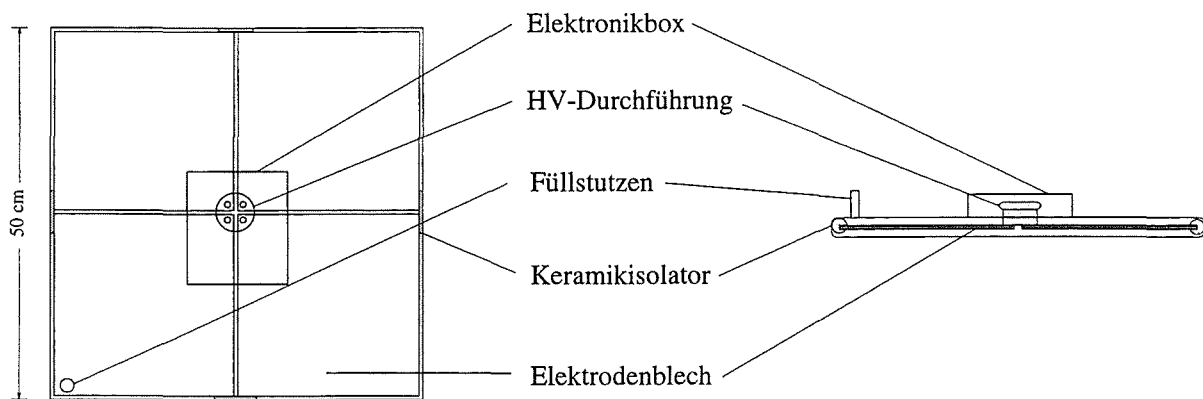


Abbildung 3.3: Die TMS-Ionisationskammer in der Aufsicht und im Querschnitt.

Funktionsweise

Die Elektroden bilden mit den Außenwänden der Kammer zwei parallel geschaltete Plattenkondensatoren mit dem Dielektrikum TMS. Die darin durch ionisierende Strahlung erzeugten freien Elektronen und Ionen wandern im elektrischen Feld zu den Elektroden, auf denen sie dabei eine nachweisbare Ladung in der Größenordnung fC influenzieren.

Dabei spielt die Ladungsträgerbeweglichkeit eine entscheidende Rolle. Elektronen haben in TMS eine hohe Beweglichkeit, die mit $\mu_e = 99 \text{ cm}^2/Vs$ etwa zwei mal so groß ist wie diejenige in Kupfer. Dies wird dadurch erklärt, daß in Flüssigkeiten aus unpolaren, sphärischen Atomen beziehungsweise Molekülen für Elektronen ein Leitungsband existiert, in dem sie sogenannte ausgedehnte Zustände annehmen. Dagegen beträgt die Ionenbeweglichkeit nur $9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/Vs$ [SCH92b]. Um ein schnelles Signal innerhalb von wenigen hundert Nanosekunden zu erhalten, wird nur das Influenzsignal der Elektronen benutzt. Bei gegebener Energiedeposition E_{dep} im TMS hängt die Zahl der erzeugten und zum Signal beitragenden Elektronen ab von:

- Der mittleren Energie W zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares. In gasförmigen TMS wurde $W_{gas} = 23.6 \text{ eV}$ gemessen [LOP87]. In flüssigem TMS beträgt $W_{liquid} \approx 33 \text{ eV}$, was bedeutet, daß in der Flüssigkeit mehr Energie in Anregungen deponiert wird [HOL91, ENG93a]. Qualitativ erwartet man dies, da es im kondensierten molekularen Medium mehr Anregungsmoden gibt. W_{liquid} ist deutlich größer als die Energielücke von 8.1 eV zwischen Leitungs- und Valenzband in flüssigem TMS [SCH92b].
- Der Zahl der wieder rekombinierenden Elektron-Ion-Paare. In Flüssigkeiten werden die Elektronen wegen der im Gegensatz zu Gasen viel größeren Dichte bereits bei solchen Entfernungen vom Ion thermalisiert, bei denen die Coulomb-Bindungskräfte noch nicht vernachlässigbar sind, wodurch es zur Rekombination kommt. Ein von außen angelegtes elektrisches Feld wirkt der Rekombination entgegen. Für die Zahl G der Elektronen, die pro 100 eV in TMS freigesetzt werden und nicht mit dem Mutterion rekombinieren, findet man durch Anpassung an Meßdaten von *Jungblut* und *Schmidt* [JUN85], *Geer et al.* [GEE90] und *Gettert* [GET88] folgende Abhängigkeit von der Feldstärke E [KNA93]:

$$G(E) = 0.6 + 0.0405 \cdot \left(\frac{E}{\text{kV/cm}}\right) - 0.000497 \cdot \left(\frac{E}{\text{kV/cm}}\right)^2.$$

- Der Zahl der Elektronen, die an elektronegativen Molekülen wie H_2O oder O_2 , die sich als Verunreinigung in der Flüssigkeit befinden können, adsorbiert werden. Eingefangene Elektronen tragen nur noch mit der kleinen Ionenbeweglichkeit zum Signal bei. Die *mittlere Lebensdauer* τ der freien Elektronen ist umgekehrt proportional zur Verunreinigungskonzentration.

Unter Berücksichtigung oben genannter Effekte ergibt sich für die in einer Ionisationskammer nachweisbare Ladung durch Integration des Influenzstromes bis zur maximalen Driftzeit $T_D = d/\mu_e E$:

$$Q_e = G(E) \cdot \frac{E_{dep}}{\text{MeV}} \cdot 10^4 e^- \cdot \frac{\tau}{T_D} \left(1 - \frac{\tau}{T_D} + \frac{\tau}{T_D} \exp(-T_D/\tau)\right). \quad (3.1)$$

Für $\tau < T_D$ fällt die maximale Ladungsausbeute praktisch linear mit $\frac{\tau}{T_D}$ ab, wohingegen sie sich für $\tau > 10 T_D$ nur noch asymptotisch dem theoretischen Maximalwert nähert.

Die TMS-Ionisationskammern werden mit elektrischen Feldern von $\sim 6 \text{ kV/cm}$ betrieben, was eine maximale Driftzeit von $\sim 600 \text{ ns}$ ergibt. Um nicht mehr als 10 % des Signals zu verlieren, sollte die mittlere Lebensdauer mindestens $1 \mu\text{s}$ betragen, was einer Verunreinigungskonzentration bezogen auf O_2 von $< 225 \text{ ppb}$ entspricht. Dies setzt eine gründliche Reinigung des mit 99.9 % Reinheit gekauften TMS voraus, die durch eine mehrfache Vakuumdestillation über Molekularsiebe erfolgt [ENG86]. Dabei werden Lebensdauern von mehr als $20 \mu\text{s}$ und somit Verunreinigungskonzentrationen von $\sim 10 \text{ ppb}$ erreicht.

Um eine Verschmutzung des TMS durch Verunreinigungen in der Kammer zu reduzieren, wurden unmittelbar vor dem Befüllen die Elektrodenoberflächen aller Kammern in einer Plasmareinigung durch Glimmentladung auf etwa 1/100 einer Monolage Fremdmoleküle gesäubert [ENG95]. Die Lebensdauer der freigesetzten Elektronen im TMS, das in die Ionisationskammern eingefüllt ist, beträgt im Mittel etwa $7 \mu\text{s}$. Um zu vermeiden, daß dielektrische Staubpartikel in die Kammer gelangen, die die Spannungsfestigkeit der Kammer beeinträchtigen, erfolgt die Montage der zuvor in einem alkalischen Ultraschallbad gereinigten und mit entmineralisiertem Reinstwasser gespülten Stahlbleche in einer Reinraumbank. Zum Verschweißen wird gefiltertes Formiergas verwendet.

Stark ionisierende Teilchen

Bei starkionisierenden Teilchen ist die Dichte der entlang der Teilchenspur entstehenden Ionen so groß, daß die freigesetzten Elektronen nicht nur mit dem eigenen Mutterion sondern auch mit Ionen der Kolonne rekombinieren. Charakteristisch für diesen Fall ist eine Abhängigkeit des Signals vom Winkel α der Teilchenspur mit dem elektrischen Feld. Für diese zusätzliche Signaldämpfung D in TMS wird in Analogie zu einer empirischen Formel nach Birks [BIR51] für Szintillatoren folgende Parametrisierung angesetzt [ENG92a]:

$$D = \frac{1}{1 + K(\alpha) \left(\frac{dE}{dx}\right)^{a(\alpha)}} \quad (3.2)$$

Aus Anpassungen an Messungen [DUH89, AUB90, ENG93b] ergibt sich für die Winkelabhängigkeit [KNA93], wobei α in Grad einzusetzen ist:

$$a(\alpha) = 0.65 + 0.2676\alpha - 0.0287\alpha^2$$

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

Energieeichung

Um aus einer gemessenen Ladung gemäß Gleichung 3.1 auf die Energiedeposition zu schließen, muß die Lebensdauer der Elektronen im TMS bekannt sein. Sie wird für jede Kammer bestimmt, indem man das Signal aufgrund der Energiedeposition von Myonen der kosmischen Strahlung mißt. Diese eignen sich dafür besonders, da sie in der Kammer praktisch minimalionisierend sind und eine wohldefinierte Energiedeposition erzeugen, die

nach der Bethe-Bloch Formel berechnet wird [UNG93]. Die Eichmessung erfolgt in einem Teststand, der im wesentlichen minimalionisierende Myonen mit Energien oberhalb von 700 MeV erfaßt [GAS93, HOR94]. Damit läßt sich die Lebensdauer so genau bestimmen, daß der mittlere Fehler der Energiedeposition durch die Unsicherheit in der Lebensdauer nur $\sigma_E/E = 1.1 \%$ beträgt. Außerdem ist ein Fehler der Dicke d von ebenfalls $\sigma_d/d = 1.1 \%$ zu berücksichtigen [HOR94]. Das ergibt zusammen eine Gesamtunsicherheit für die Energiekalibrierung einer jeden Kammer von 1.6% .

3.1.2 Elektronische Datenerfassung

Signalverarbeitung

Das Signal einer Ionisationskammer wird hochspannungsseitig über eine Kapazität von 9900 pF ausgekoppelt und gelangt zum Vorverstärker in der Elektronikbox auf der Kammer. Dieser formt und verstärkt das Signal zu einem unipolaren Strompuls, der über ein unabgeschirmtes etwa 20 m langes Twisted-Pair-Kabel zum Hauptverstärker im Elektronikraum des Zentraldetektors geführt wird. In Abbildung 3.4 ist der elektronische Signalweg schematisch dargestellt. Am Eingang des Hauptverstärkers befindet sich ein Diffe-

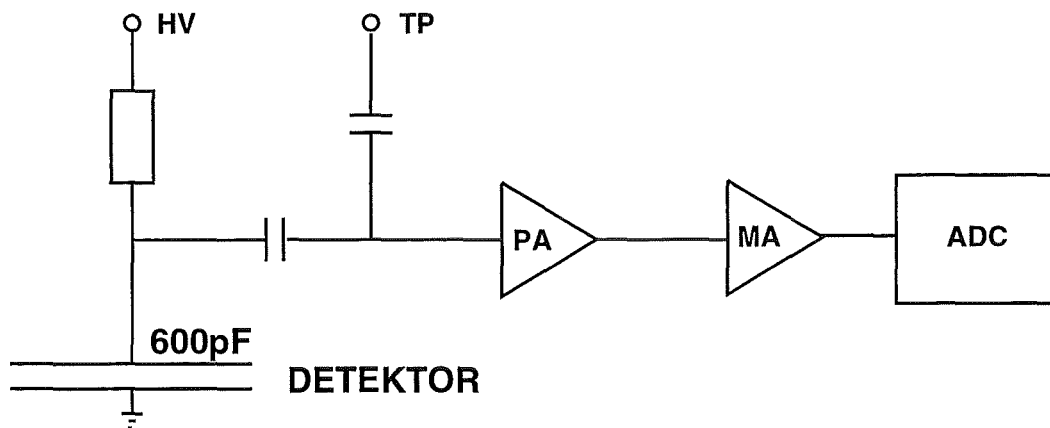
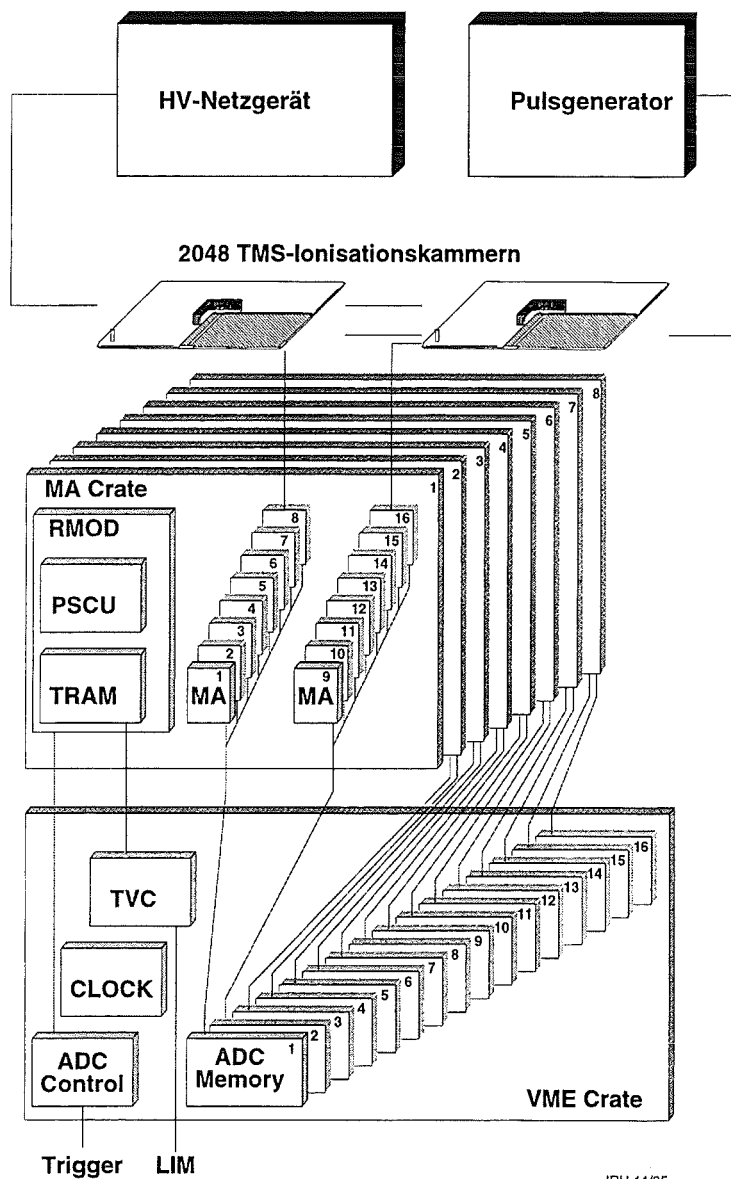


Abbildung 3.4: Prinzipskizze des elektronischen Signalweges. Das Signal gelangt über Vorverstärker (PA) und Hauptverstärker (MA) zur Analog-Digital-Konversion (ADC).

renzverstärker zur Unterdrückung von eingekoppelten Störimpulsen. Ein sich anschließender invertierender Verstärker wird so betrieben, daß sich eine annähernd logarithmische Kennlinie ergibt, um bei kleinen Signalen für minimalionisierende Teilchen nicht durch die Digitalisierung begrenzt zu sein. Nach der Verstärkung wird das Signal der Analog-Digital-Konversion zugeführt. Zur elektronischen Kalibration der Verstärkerkette kann vor dem Vorverstärker ein definierter Eichpuls (TP) kapazitiv eingespeist werden.

Rechnergesteuerte Experimentführung

In Abbildung 3.5 sind die elektronischen Module des gesamten Steuerungs-, Überwachungs- und Auslesesystems [KEI95] schematisch dargestellt. Die Hauptverstärker sind in Überriesen (MA-Crates) untergebracht, die jeweils 16 Module zu je 64 Hauptverstärkern aufnehmen. Jedes Modul trägt eine Sample-and-Hold-Einheit für die Analog-Digital-Konversion. Dazu wird nach einem Triggersignal die Signalspannung auf einem Kondensator festgehalten. Komparatoren vergleichen das Signal mit den Werten einer über 2^{13} Stufen hochlaufenden Spannungsrampe, die vom Rampenmodul im MA-Crate



JRH 11/95

Abbildung 3.5: Blockschaltbild der Auslese- und Steuerelektronik für das Zentralkalorimeter [HOR96].

erzeugt wird. Nach jedem Rampenschritt werden die Komparatorsignale in den ADC-Memory-Modulen eines VME-Crates gespeichert.

Als Prozeßrechner werden Transputer der Firma INMOS verwendet, die über ihre Links mit 1.7 MB/s miteinander kommunizieren können. Der TVC¹ [LEI91] eines VME-Crates kontrolliert jeweils acht MA-Crates über Kommunikation mit den Transputermodulen (TRAM) ihrer Rampenmodule. Die TVCs enthalten einen Transputer T805, die Rampenmodule den Typ T400.

Das gesamte Transputernetzwerk zur Verarbeitung der 40 000 elektronischen Kanäle besteht aus fünf TVCs. Ein sechster TVC kontrolliert Peripheriegeräte, wozu ein Pulsgenerator² zur elektronischen Eichung sowie zwei Hochspannungsnetzgeräte³ gehören. Letztere verfügen über jeweils 40 Hochspannungsmodule, die jeweils 512 elektronische Kanäle versorgen. Die einzelnen TVCs sind einem LIM⁴-Modul [LEI91] unterstellt, das die Verteilung der Aufgaben der TVCs und das Zusammenführen der Signale aus den fünf TVC-Blöcken zu einem gemeinsamen Ereignis regelt. Zur Reduktion der aufzuzeichnenden Datenmenge kann bereits während der Datennahme eine Unterdrückung der Kanäle durchgeführt werden, die keinen Signaleintrag zeigen.

Das Programmpaket MONIKA [HOR96] übernimmt die gesamte transputergestützte Steuerung und Datennahme des Kalorimeters. MONIKA erzeugt pro Ereignis einen Datenblock, der an das zentrale Datenaufnahmeprogramm geschickt wird. Dieses Programm läuft auf einer UNIX Workstation und schreibt die Meßdaten für jedes Ereignis nach Detektorkomponenten strukturiert auf einen Massenspeicher.

Elektronische Kalibration

Der Zusammenhang zwischen dem gemessenen digitalisierten Signal und der erzeugten Ladung wird durch eine Eichmessung für jeden einzelnen Kanal bestimmt. Der in den Eingang des Vorverstärkers kapazitiv eingekoppelte Eichpuls wird so kurz gewählt, daß die Ausgangspulshöhe nur von der eingespeisten Ladung, nicht jedoch von der Pulsform abhängt [RUH96a]. Die nichtlineare Kennlinie des Hauptverstärkers wird durch eine 3-fach zusammengesetzte Funktion mit insgesamt 12 freien Parametern angepaßt [RUH96a]:

$$Q(x) = Q_0(x) \cdot \delta_1 + Q_1(x) \cdot \delta_2 \cdot \delta_3 + Q_2(x) \cdot \delta_4 \quad (3.3)$$

$$Q_0(x) = p_1 \cdot (x - p_0) + p_2 \cdot (x - p_0)^2$$

$$Q_1(x) = l_0 + l_2 \cdot x + l_2 \cdot \log(l_3 - x)$$

$$Q_2(x) = q_0 + q_1 \cdot x + q_2 \cdot x^2$$

¹TVC steht für Transputer based VME Controller

²Typ HP 8112A

³Typ CAEN SY127

⁴LIM steht für Link Interface Module

$$\begin{aligned}\delta_1 &= \frac{1}{2} \cdot (1 - \tanh(\frac{x - u_0}{100})) \\ \delta_2 &= \frac{1}{2} \cdot (1 + \tanh(\frac{x - u_0}{100})) \\ \delta_3 &= \frac{1}{2} \cdot (1 - \tanh(\frac{x - u_1}{10})) \\ \delta_4 &= \frac{1}{2} \cdot (1 + \tanh(\frac{x - u_1}{10}))\end{aligned}$$

Diese Funktion kann alle Verstärker mit einem mittleren maximalen Fehler von 5.8 % beschreiben [RUH96b]. Für Q_0 liegt der Fehler nur bei 3 %, für Q_1 bei 4 %. Die maximale Ladung, die ohne Sättigung des Verstärkers gemessen werden kann, wird bei der Anpassung für jeden einzelnen Kanal bestimmt und liegt im Mittel bei 5800 fC [RUH96b]. Bei einer mittleren Lebensdauer der Elektronen im TMS von 7 μs und 2 kV Hochspannung entspricht dies im Mittel einer deponierten Energie von etwa 8000 MeV . Die elektronischen Verstärker und das beschriebene Kalibrationsverfahren sind so stabil, daß die Abweichungen der Signalgröße eines einzelnen Kanals bei unterschiedlichen Kalibrationen weniger als 1 % betragen.

Zusätzlich zur elektronischen Eichung wird bei der Bestimmung des Signals der Ionisationskammer berücksichtigt, daß beim kapazitiven Auskoppeln das Signal entsprechend des Verhältnisses von Kammerkapazität und Koppelkapazität reduziert wird. Letztere nimmt bei den verwendeten Keramik Kondensatoren mit steigender Hochspannung ab, was durch folgenden experimentell bestimmten Faktor $f(U)$ beschrieben wird [HOR94]:

$$f(U) = 1 - 2.43 \cdot 10^{-2} \frac{U}{kV} - 2.19 \cdot 10^{-2} \left(\frac{U}{kV}\right)^2$$

Elektronisches Rauschen

Die Dicke der Ionisationskammern wurde in einer Optimierung von Kosten zu Leistung auf 3.5 mm festgelegt. Damit ist die Kammerkapazität mit etwa 600 pF pro Kanal relativ hoch, und bei den kleinsten in den Ionisationskammern meßbaren Ladungen von etwa 0.7 fC , wie sie der Energiedeposition eines minimal ionisierenden Myons entsprechen, muß das elektronische Rauschen der Verstärker berücksichtigt werden. Die im Labor gemessene äquivalente Rauschladung $ENC \approx 2000 e^-$ kann bei guter Filterung der Versorgungsspannung auch bei den eingebauten hochspannungslosen Ionisationskammern erreicht werden [REX96].

Bei angelegter Hochspannung kommt es durch das elektrische Feld im flüssigen Dielektrikum zu einem sogenannten Vorstrom, der sich zum Verstärkerrauschen hinzu addiert. Dieses Kammerrauschen steigt mit der Hochspannung und limitiert dadurch ihre maximal realisierbare Größe. Bei den Messungen konnten 2 kV problemlos angelegt werden, wobei eine Erhöhung des Rauschens um etwa 700 e^- beobachtet wurde [REX96]. Die Rauschladung entspricht einer Energiedeposition von 0.6 MeV . Damit liegt das Verhältnis des Myon-Signals zum Rauschen bei etwa 1.6:1.

3.2 Szintillationsdetektoren

Alle Szintillationsdetektoren des Zentraldetektors bestehen aus baugleichen Modulen, die jeweils zwei unabhängige Detektoreinheiten enthalten. Eine Einheit wird von zwei $47.5 \times 47.5 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Szintillationsplatten aus NE 114 gebildet, die gemeinsam über einen sie verbindenden Wellenlängenschieberstab aus NE 174 von einem Photomultiplier ausgelesen werden. Das Photomultipliersignal wird zwei parallelen Verstärkerzweigen zugeführt, wodurch man bei der Energiemessung einen dynamischen Bereich ausgehend von 4 % des wahrscheinlichsten Wertes der Myonenergie deposition bis zu etwa 600 MeV zur Messung von Hadronschauern erhält [FOL95]. Jeder Verstärkerzweig hat eine eigene Triggerschwelle, so daß sowohl auf einzelne Myonen als auch auf Hadronen getriggert werden kann. Das rechnergesteuerte Datenerfassungssystem erlaubt es, eine beliebige Multiplizitätsbedingung für ein Triggersignal einzustellen. Das Signal des Myonzweiges wird außerdem zur Zeitmessung verwendet, wobei eine Zeitaufösung von $\sigma = 1.8 \text{ ns}$ erreicht wird.

Die Triggerebene des Kalorimeters wird von 228 regelmäßig angeordneten Modulen mit insgesamt 456 Detektoreinheiten gebildet. Dabei belegt die aktive Fläche mit 206 m^2 etwa 64 % der gesamten Fläche. Auf Grund der Blei-/Eisenabschirmung oberhalb dieser Detektorebene liegt die Energieschwelle der meßbaren Myonen bei etwa 300 MeV.

Das Top-Cluster auf dem Kalorimeter besteht aus 50 Detektoreinheiten, wobei die Anordnung der 25 Module zum Zentrum hin dichter wird, vergleiche Abbildung 3.2. Hier beträgt die Belegung mit sensitiver Fläche 7.3 %.

3.3 Vieldrahtproportionalkammern

In den Vieldrahtproportionalkammern im Keller des Zentraldetektors werden die Myonspuren sowohl in den Anoden- als auch Kathodensignalen nachgewiesen. Die Kathodenstreifen sind gegenüber den Anodendrähten um $\pm 34^\circ$ gedreht, so daß sich der Durchgangsort der Teilchen bestimmen läßt. Bei der Größe der Kammern von etwa $2.5 \times 3.5 \text{ m}^2$ lassen sich Myondichten von 1 m^{-2} sicher rekonstruieren. Durch die Ortsmessung in zwei Ebenen lassen sich Teilchenspuren messen, wodurch sich die Schauerrichtung mit einer Winkelaufösung von etwa $\sigma_\theta = 0.5^\circ$ und $\sigma_\phi = 1.5^\circ$ bestimmen läßt [HAU96]. Die gesamte sensitive Kammerfläche beträgt pro Ebene 131 m^2 und ergibt eine Flächenbelegung von 41 %. Dabei liegt die Energieschwelle der nachweisbaren Myonen wegen der Abschirmung durch das Absorbermaterial des Kalorimeters bei etwa 2 GeV.

Die Richtungsbestimmung ermöglicht eventuell eine Rekonstruktion von Myonspuren in den Detektoren des Kalorimeters, deren Myon-induziertes Signal nur knapp über dem Rauschen liegt. Dadurch könnten auch strahlende Myonen identifiziert werden.

Kapitel 4

Simulierte KASCADE Meßdaten

Um die realen Meßdaten richtig interpretieren zu können, werden die meßbaren Ereignisse in Modellrechnungen möglichst genau nachgebildet. Dazu müssen sowohl die Entwicklung der Luftschauer bis zum Beobachtungsniveau betrachtet werden als auch die Wechselwirkungen der Schauerteilchen in den Detektoren, die die gemessenen Signale ergeben. Anhand dieser simulierten Daten werden Rekonstruktions- und Analyseverfahren entwickelt und getestet, wodurch ein Vergleich mit den gemessenen Daten sowie deren Interpretation möglich wird.

4.1 Luftschauersimulation mit CORSIKA

Das Programmpaket CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) wurde zur detaillierten Simulation der Luftschauerentwicklung unter expliziter Verfolgung aller relevanten Teilchen entwickelt [CAP92]. Luftschauer können für Kerne ebenso wie für Elektronen und Gamma-Quanten bis zu Energien oberhalb von 10^{16} eV simuliert werden. Dabei werden für das Primär- und alle erzeugten Sekundärteilchen sowohl ihre starken als auch elektromagnetischen Wechselwirkungen sowie ihre Zerfälle, ihr Ionisationsverlust und ihre Ablenkung durch Vielfachstreuung und Erdmagnetfeld bei der Ausbreitung durch die Atmosphäre berücksichtigt.

CORSIKA kann in mehreren Varianten mit unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungsmodellen verwendet werden. Die einfachste Version verwendet für die hadronischen Wechselwirkungen bis zu Schwerpunktsenergien von $E_{CMS} < 10$ GeV das Isobaren- und Feuerballmodell [GRI79], und höherenergetische Hadronen wechselwirken nach dem HDPM.

Neuere CORSIKA Versionen haben für die Modellierung der Wechselwirkungen bei Laborenergien unterhalb von 80 GeV den GHEISHA-Code [FES85] eingebunden, sowie für höhere Energien das VENUS Programm und alternativ dazu ab Version 4.603 das QGSJET oder DPMJET Programm, sowie als weitere Möglichkeit das SYBILL Programm [FLE94]. In diesen Versionen von CORSIKA werden unabhängig vom benutzten Modell

die gleichen inelastischen Wirkungsquerschnitte verwendet, so wie sie in der ursprünglichen Version von CORSIKA zusammen mit HDPM implementiert worden waren. Da die Wirkungsquerschnitte aber, wie in Kapitel 2.3.2 dargelegt, erheblich differieren, ist es konsistenter, diejenigen zu verwenden, die von den Autoren der unterschiedlichen Modelle berechnet wurden. Dies wird mit der neuesten CORSIKA Version 5.1 möglich sein, von der eine Testversion seit Ende 1996 zur Verfügung steht.

Bei der Beschreibung der elektromagnetischen Schauerkomponente gibt es in CORSIKA zwei Möglichkeiten. Um Rechenzeit und Platz auf Massenspeichern zu sparen, kann auf eine explizite Ausbreitung von Gamma-Quanten und Elektronen beziehungsweise Positronen, die aus hadronischen Wechselwirkungen und Zerfällen entstehen, durch die Atmosphäre verzichtet werden. Stattdessen wird auf Beobachtungsniveau die Zahl der Elektronen oberhalb einer Energieschwelle ¹ als Funktion des Ortes analytisch gemäß der NKG-Formel berechnet. Alternativ dazu können alle elektromagnetischen Wechselwirkungen explizit durch eine in CORSIKA implementierte Version des EGS4-Codes [NEL85] beschrieben werden.

Die in CORSIKA angenommene Atmosphäre setzt sich aus 78.5 % Stickstoffkernen, 21 % Sauerstoffkernen und 0.5 % Argonkernen zusammen. Die Luftdichte nimmt mit der Höhe gemäß der US-Standardatmosphäre ab und verschwindet in 112.8 km.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten CORSIKA Simulationen wurden die Wechselwirkungen mit VENUS/GHEISHA und mit EGS berechnet, um das Verhalten der hochenergetischen elektromagnetischen Teilchen im Kalorimeter detailliert untersuchen zu können. Die Energieschwellen für Hadronen und Myonen wurden auf 100 MeV und für Elektronen auf 3 MeV gesetzt. CORSIKA wurde bei den Rechnungen in den Versionen 4.5 bis 4.603 verwendet, die sich untereinander nur minimal durch Korrekturen von kleinen Fehlern unterscheiden.

Für den Modellvergleich mit gemessenen Hadronspektren wurde versucht, das tatsächlich einfallende Spektrum von kosmischen Kernen unterhalb von 10^{14} eV möglichst realistisch nachzubilden. Unter Verwendung sowohl des VENUS als auch des QGS Modells wurden dazu Schauer für verschiedene Primärkerne erzeugt. Für *H*, *He* als Vertreter der leichten Kerne, die zusammen im betrachteten Energieintervall den größten Anteil am Spektrum haben, wurden jeweils 500 000 Schauer pro Wechselwirkungsmodell generiert. Der relativ kleine Anteil der schwereren Kerne wurde durch *O* für die mittelschweren, *Mg* für die schweren und *Fe* für die sehr schweren Kerne repräsentiert. Für diese Kerngruppen wurden nur jeweils 40 000 Schauer pro Modell berechnet. Die Energie eines einzelnen Schauers wurde zufällig entsprechend den jeweils am oberen Rand der Atmosphäre gemessenen Spektren zwischen minimal $5 \cdot 10^{11}$ eV und 10^{14} eV gewählt. Die kleinste in CORSIKA mögliche Energie ist durch die Bedingung festgelegt, daß bei der Beschreibung der Wechselwirkung von Kernen mit $Z > 1$ die Energie pro Nukleon nicht kleiner als 80 GeV sein kann.

Tabelle 4.1 zeigt die gewählten Energieintervalle ΔE_0 sowie die verwendeten Spektralindizes δ , die einer Zusammenstellung von Wiebel [WIE94] entnommen wurden. Außerdem

¹Die niedrigste Energieschwelle wird durch EGS gegeben und liegt bei 10 keV.

Kern(-Gruppe)	$\Delta E_0 [eV]$	Index δ	$\Phi_0(\Delta E_0) [\frac{1}{s m^2 sr}]$
<i>H</i>	$5 \cdot 10^{11} - 10^{14}$	2.75	0.210 ± 0.011
<i>He</i>	$5 \cdot 10^{11} - 10^{14}$	2.62	0.1252 ± 0.0056
<i>O</i>	$1.3 \cdot 10^{12} - 10^{14}$	2.67	0.0109 ± 0.0004
<i>Mg</i>	$2 \cdot 10^{12} - 10^{14}$	2.62	0.0046 ± 0.0002
<i>Fe</i>	$5 \cdot 10^{12} - 10^{14}$	2.60	0.0012 ± 0.00004

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der betrachteten Kerne beziehungsweise Kerngruppen der primären kosmischen Strahlung mit den berücksichtigten Energieintervallen, gemessenen Spektralindizes sowie Primärflüssen.

ist der Primärfluß $\Phi_0(\Delta E)$ im betreffenden Energieintervall aufgelistet. Die Winkel der Schauer wurden bis zu einem Zenitwinkel von 30° zufällig gemäß einer Verteilung gewählt, die berücksichtigt, daß die kosmischen Teilchen die Atmosphäre isotrop treffen.

Um beim Vergleich mit den gemessenen Hadronen den Einfluß der verwendeten Wirkungsquerschnitte zu untersuchen, wurden mit der Testversion von CORSIKA 5.1 zusätzlich jeweils 500 000 Proton Schauer berechnet, wobei sowohl das VENUS als auch das DPMJET Programm mit ihren eigenen Wirkungsquerschnitten verwendet wurde. Dabei war das berücksichtigte Energieintervall das gleiche wie bei den anderen Protonspektren.

4.2 Simulation der Detektoren

Zur Bestimmung der Energiedeposition der Teilchen in den Detektoren wird das Programmpaket GEANT3 in der Version 3.21 verwendet [BRU92]. Damit läßt sich der geometrische Detektoraufbau detailliert nachbilden, und alle relevanten Wechselwirkungen der Teilchen mit den verwendeten Detektormaterialien werden berücksichtigt. Bei den gasgefüllten Streamer- und Vieldrahtproportionalkammern wird die Energiedeposition als Ausgangsgröße für die Simulation der Zahl der ansprechenden Drähte beziehungsweise Streifen anhand gemessener Verteilungen ermittelt. Die Ankunftszeiten der Teilchen in den Szintillatoren werden aus den tatsächlichen Durchgangszeiten unter Berücksichtigung der gemessenen Zeitauflösung bestimmt.

4.2.1 Kalorimetersignale

Für die Simulation der Kalorimetersignale waren technische Änderungen am GEANT-Code nötig [GAB96]:

- Im standardmäßig in GEANT verwendeten GEISHA-Code ist die maximale Multiplizität bei einer Wechselwirkung auf 60 beschränkt, was bei Hadronenergien ober-

halb von 1 TeV zu unphysikalischen Ergebnissen führt. Die maximale Multiplizität wurde auf 300 erweitert.

- In Schauerkernen oberhalb von 10^{14} eV , die ins Kalorimeter treffen, kann die Zahl der bei der Simulation des Ereignisses zu berücksichtigenden Teilchen größer sein als die für ein Ereignis in GEANT maximal speicherbare Zahl der Teilchen von 64000. Deshalb mußte der Programmablauf von GEANT geändert werden. Die Programmpassage, die die gespeicherten Teilchen abarbeitet, wird bei einem Ereignis mehrfach aufgerufen, falls mehr als 64000 Teilchen verarbeitet werden sollen.

Da innerhalb eines hadronischen Schauers im Kalorimeter sehr viele stark ionisierende Teilchen auftreten und zum Signal beitragen, muß deren Signaldämpfung in den TMS-Ionisationskammern explizit bei der Bestimmung ihrer deponierten Energie berücksichtigt werden. Dies geschieht gemäß Gleichung 3.2.

Untersuchungen von Gabriel [GAB96] zufolge nehmen die Wirkungsquerschnitte in GHEISHA oberhalb von 500 GeV unphysikalisch große Werte an, weshalb zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen der im GEANT optional verfügbare FLUKA-Code [RAN83] verwendet wurde.

Die unterste kinetische Energie, bis zu der die Teilchen in GEANT entlang ihrer Spur explizit verfolgt werden, kann die deponierte Energie in den aktiven Schichten merklich bestimmen. Der Einfluß dieser kinematischen Schwelle hängt damit zusammen, daß im Anschluß an eine Hadron-Kern-Wechselwirkung eine Vielzahl von niederenergetischen Nukleonen abgedampft wird. Liegt die kinematische Energieschwelle zu hoch, können niederenergetische Neutronen nicht das TMS erreichen, um dort in einem elastischen Stoß mit einem Wasserstoffkern eines Moleküls Energie zu verlieren, die infolge Ionisation nachweisbar ist. Da das Signal der niederenergetischen und stark ionisierenden Protonen jedoch relativ stark gedämpft wird, reicht es für die Simulationen aus, den Standardwert für die kinematische Schwelle der Hadronen von 10 MeV auf 1 MeV zu senken [GAB96]. Aus Konsistenzgründen wurde die Schwelle der Myonen ebenfalls auf 1 MeV gesetzt.

4.3 Schauerkerne im Kalorimeter

Im folgenden wird untersucht, in wieweit die Eigenschaften von Schauerkernen die Messung der Hadronen im Kalorimeter beeinflussen und was unter Berücksichtigung der Selektionseffekte durch die bei den Messungen benutzte Triggerbedingung bezüglich der Energie- und Lateralverteilung der Hadronen theoretisch zu erwarten ist. Die dafür verwendeten Simulationsrechnungen der Luftschauber wurden ausschließlich mit CORSIKA mit dem VENUS Modell durchgeführt.

4.3.1 Energiedeposition

Die verschiedenen Teilchen im Schauerkern verlieren beim Auftreffen auf das Kalorimeter auf unterschiedliche Weise ihre Energie. Elektronen und Gamma-Quanten werden

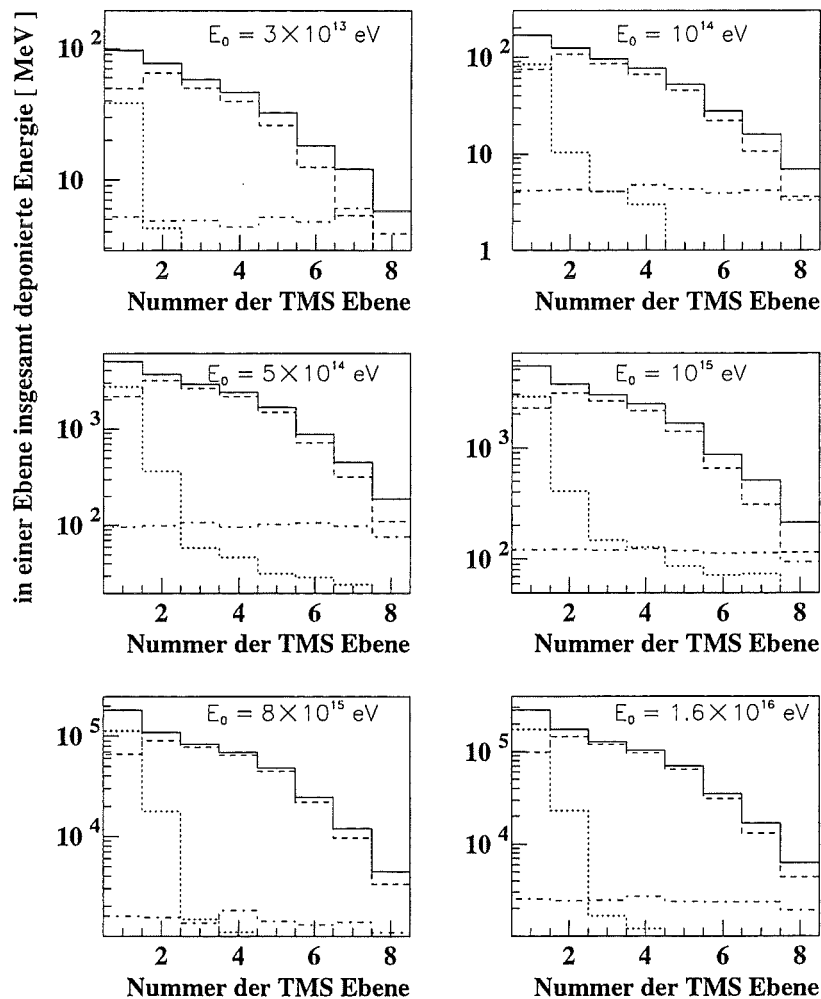


Abbildung 4.1: **Energiedeposition** verschiedener Schauerteilchen in den einzelnen TMS Ebenen des Kalorimeters für typische Proton-Schauer unterschiedlicher Energie.

Dargestellt ist die Energiedeposition von Hadronen (gestrichelt), von Elektronen und Photonen (gepunktet), von Myonen (strich-gepunktet) und von allen Teilchen (durchgezogen).

größtenteils im Eisen-/Blei-Absorber oberhalb der ersten TMS Ebene gestoppt. Nur die höchstenergetischen können in diese Ebene durchdringen. Mit zunehmender Primärenergie dominiert jedoch dort ihre Energiedeposition die der Hadronen. Deren Energiedeposition macht den weitaus größten Teil in allen unteren TMS Ebenen aus. Myonen deponieren

in allen Ebenen etwa gleich viel Energie, die jedoch im Vergleich zu den Hadronen viel kleiner ist. Radiative Prozesse von Myonen im Eisen, wie Bremsstrahlung und direkte Paarerzeugung können im TeV -Bereich vereinzelt zu einer höheren Energiedeposition mit mehr als $20 MeV$ in einem Kanal führen.

Abbildung 4.1 zeigt die gesamte Energiedeposition in den acht TMS Ebenen für Hadronen, Elektronen und Myonen bei Proton-Schauern mit unterschiedlichen Primärenergien von $3 \cdot 10^{13} eV$ bis $1.6 \times 10^{16} eV$, die unter einem typischen Winkel von 22° das Kalorimeter treffen. Dabei wurden die Auftrefforte der Schauerkerne gleichverteilt gewählt.

Sättigende Kanäle bei höchsten Energien

Die Simulationsrechnungen ergeben, daß bei für KASCADE typischen Proton-Schauern von $10^{15} eV$ das Signal in weniger als 0.1 Promille aller Kanäle sättigt. Auch bei höheren Energien beträgt die Zahl der sättigenden Kanäle nur weniger als ein Promille, so daß sich noch einzelne hochenergetische Hadronen räumlich auflösen lassen. Bei Schauern im Be-

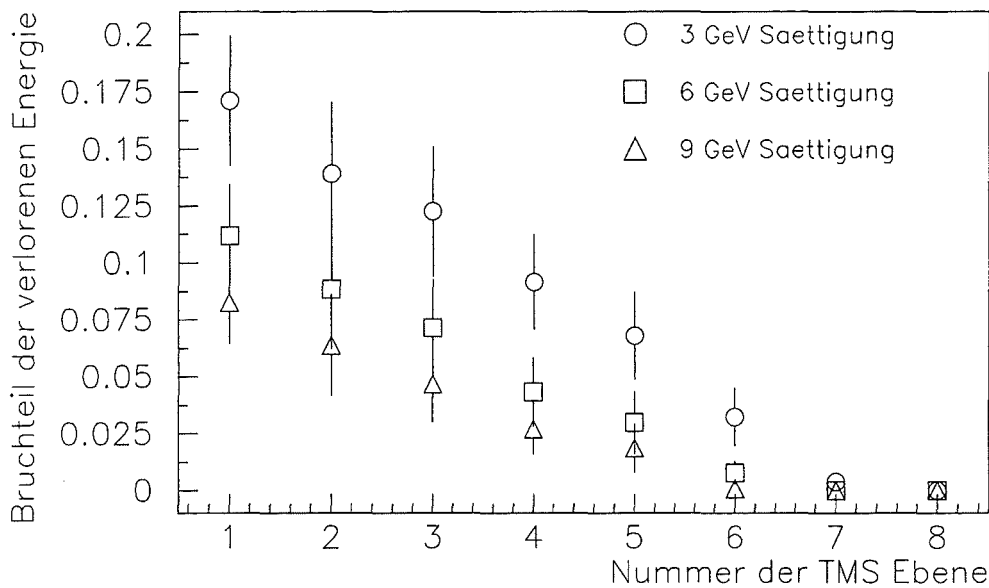


Abbildung 4.2: **Bruchteil der durch Sättigung verlorene Energie pro TMS Ebene bei verschiedenen maximal meßbaren Energiedepositionen pro elektronischem Kanal.**

reich von $10^{15} eV$ verliert man durch die Sättigung nur 1.9 % der deponierten Energie, bei höheren Primärenergien ist die verlorene Energie jedoch nicht mehr vernachlässigbar und muß korrigiert werden. Abbildung 4.2 zeigt bei $8 \cdot 10^{15} eV$ Proton-Schauern mit einem Zenitwinkel von 22° den Bruchteil der deponierten Energie, der durch Sättigung

der elektronischen Kanäle bei 3 GeV, 6 GeV und 9 GeV verloren geht, aufgegliedert nach den einzelnen TMS Ebenen. Tabelle 4.2 zeigt den Prozentsatz der insgesamt verlorene-

maximal meßbare Energie pro Kanal [GeV]	3	6	9
verlorene Energie [%] ($E_0 = 10^{15} \text{ eV}$)	1.9	1.4	1.2
verlorene Energie [%] ($E_0 = 8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$)	13.2	8.1	5.8

Tabelle 4.2: Verlorengene Energie durch sättigende elektronische Kanäle bei Proton-Schauern mit Primärenergien von 10^{15} eV und $8 \cdot 10^{15} \text{ eV}$.

henden Energie. Die im Experiment maximal meßbare deponierte Energie pro Kanal liegt bei etwa 8 GeV (vergleiche Abschnitt 3.1.2). Somit geht bei 10^{15} eV Schauern im Mittel weniger als 1.4 % verloren, und selbst bei höheren Energien ist der Verlust kleiner als 8 %.

4.3.2 Triggerhäufigkeit

Auf Grund der niedrigen Schwelle der Triggerszintillatoren im Zentralkalorimeter läßt sich die Energieschwelle der meßbaren Schauer deutlich unter 10^{14} eV senken. Zur Bestimmung der Triggerhäufigkeit muß ermittelt werden, bis zu welchem Abstand vom Zentrum des Kalorimeters Schauer noch die Triggerbedingung erfüllen können. Diese wird im wesentlichen durch die maximale Rate festgelegt, die von der elektronischen Datenerfassung aller Detektorkomponenten verarbeitet werden kann. Problemlos realisierbar ist die Bedingung,

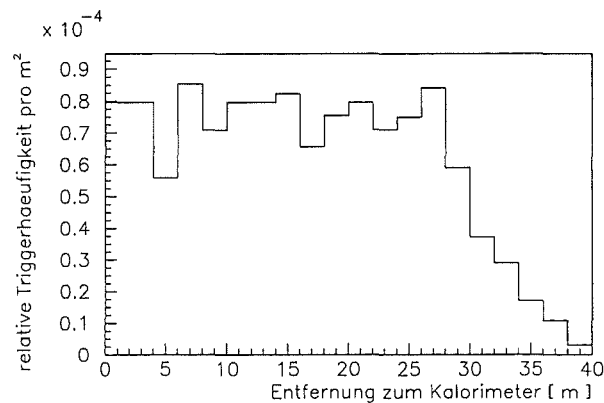


Abbildung 4.3: Relative Triggerhäufigkeit in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentrum des Kalorimeters bei senkrecht einfallenden 10^{14} eV Proton-Schauern. Die Triggerbedingung ist im Text erläutert.

daß 8 der 456 Szintillatoren ein Signal haben, welches größer als $1/3$ des mittleren Myon-signals ist, was im 3 cm dicken Szintillator 2.15 MeV entspricht.

Abbildung 4.3 zeigt die relative Triggerhäufigkeit als Funktion des Abstandes des Schauerkernes vom Zentrum des Kalorimeters für senkrecht einfallende Proton-Schauer der Energie 10^{14} eV. Dargestellt ist die Zahl der Schauer, die die obige Triggerbedingung erfüllen. Daraus ergibt sich, daß man zur Bestimmung der Triggerhäufigkeit Schauer bis zu einem Abstand von etwa 35 m vom Kalorimeter-Zentrum berücksichtigen muß.

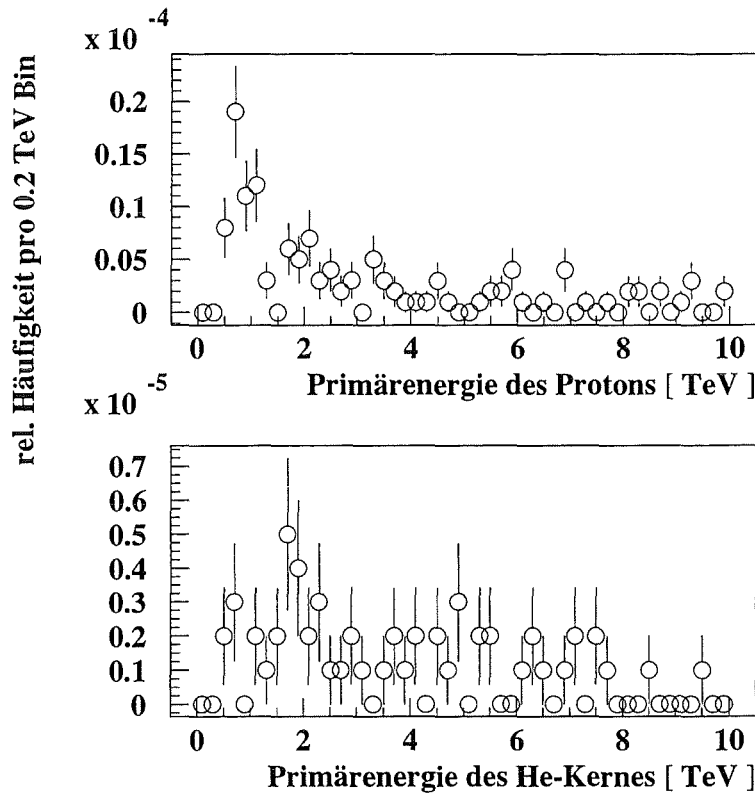


Abbildung 4.4: Differentielle relative Triggerhäufigkeit für Schauer verschiedener Primärkerne unter Berücksichtigung ihres Energiespektrums.

Abbildung 4.4 zeigt für die verschiedenen primären Kerne H und He unter Berücksichtigung ihres Energiespektrums die differentielle relative Triggerhäufigkeit in Abhängigkeit von der Primärenergie. Die Auftreffpunkte der Schauer wurden auf einer 3300 m^2 großen Fläche mit dem Kalorimeter im Zentrum gleichverteilt gewählt. Der maximale Zenitwinkel der simulierten Schauer lag bei 30° . Die Energie der Protonen, deren Schauer am häufigsten triggern, liegt bei nur etwa 700 GeV , die der Helium-Kerne bei etwa 1.5 TeV . Die Berechnungen ergeben für Eisen-Kerne als Repräsentanten der schwersten Kerngruppe eine wahrscheinlichste Energie der triggenden Schauer von 25 TeV . Durch Integration der differentiellen Häufigkeiten über die Energie ergibt sich der Beitrag der einzelnen Kerne beziehungsweise Kerngruppen zur relativen Triggerhäufigkeit, welcher in Tabelle 4.3 zusammengestellt ist. In der dritten Spalte ist die absolute Triggerrate angegeben, wie sie sich aus der relativen Triggerhäufigkeit, der berücksichtigten geometrischen Akzeptanz

Kern(-Gruppe)	relative Triggerhäufigkeit	Triggerrate [$\frac{1}{s}$]	$\theta < 24^\circ$
<i>H</i>	$(3.92 \pm 0.28)10^{-4}$	0.229 ± 0.020	47 %
<i>He</i>	$(2.22 \pm 0.21)10^{-4}$	0.078 ± 0.008	50 %
<i>O</i>	$(3.25 \pm 0.90)10^{-4}$	0.010 ± 0.003	54 %
<i>Mg</i>	$(3.75 \pm 0.97)10^{-4}$	0.0048 ± 0.0013	60 %
<i>Fe</i>	$(8.00 \pm 1.40)10^{-4}$	0.0027 ± 0.0005	50 %

Tabelle 4.3: Relative Triggerhäufigkeit und zugehörige Triggerrate von Schauern mit Zenitwinkeln $\theta \leq 30^\circ$ verschiedener Kerne beziehungsweise Kerngruppen.

von $2780 m^2 sr$ und dem integralen Primärfluß entsprechend Tabelle 4.1 ergibt. Zusätzlich ist in der vierten Spalte der Bruchteil der Schauer angegeben, bei denen der Zenitwinkel θ durch Rekonstruktion von Myonspuren in den Vieldrahtproportionalkammern oder von Hadronspuren im Kalorimeter zu $< 24^\circ$ gemessen wird. Diese Beschränkung des Winkelbereiches ist für einen Vergleich mit der experimentell ermittelten Triggerrate nötig.

4.3.3 Hadronen im Schauerkerneln

Der Beitrag der schwereren Kerne mit $Z > 2$ zur oben betrachteten Triggerrate ist mit etwa 5 % relativ klein. Von den triggernden Proton-Schauern haben 99.5 % auch mindestens ein Hadron mit einer Energie größer als $2 GeV$ im Kalorimeter. Für eine Untersuchung der Hadronen spielen deshalb die Schauer schwerer Kerne bei der gewählten Triggerbedingung keine große Rolle, und folgende Betrachtungen zu Hadronverteilungen beschränken sich auf triggernde Proton-Schauer. Dabei treffen sie unter einem typischen Zenitwinkel von 22° das Kalorimeter. Berücksichtigt werden nur Hadronen mit Energien oberhalb von $2 GeV$, da niederenergetischere kaum ein nachweisbares Signal im Kalorimeter erzeugen. Effekte der Detektoren sowie der Hadronrekonstruktion sind in den folgenden Untersuchungen nicht mit einbezogen.

Die gewählte Triggerbedingung auf Myonen selektiert niederenergetische Schauer, in denen die Hadronen relativ „jung“ sind. Dies bedeutet, daß die Zahl der vorangegangenen hadronischen Wechselwirkungen kleiner ist als bei den typischen Schauern der entsprechenden Energie. So hatten in triggernden Schauern Hadronen oberhalb von $50 GeV$ im Mittel lediglich 5 Vorgängerwechselwirkungen, und auch bei einer Energieschwelle von $10 GeV$ waren es nur 6.2. Dagegen ist die Atmosphäre etwa 11 hadronische Wechselwirkungslängen dick.

Multiplizität und Lateralverteilung

Abbildung 4.5 zeigt die Energieabhängigkeit der Mittelwerte sowie der Standardabweichung der Multiplizitätsverteilung der Hadronen oberhalb der $2 GeV$ Schwelle, die in

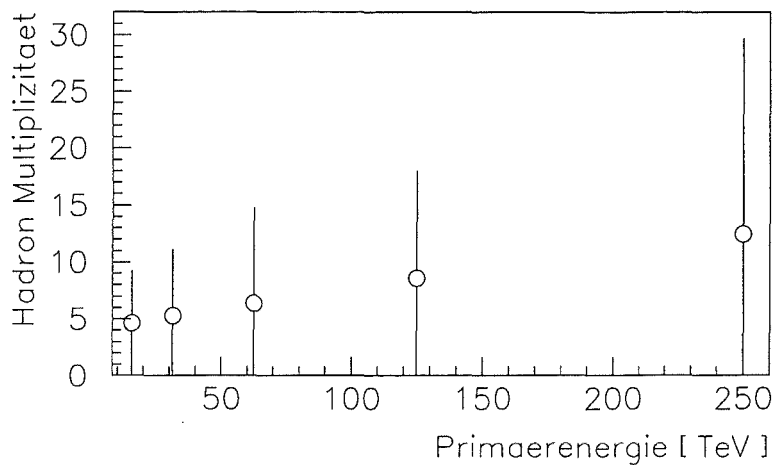


Abbildung 4.5: **Mittlere Multiplizität der ins Kalorimeter treffenden Hadronen bei Proton-Schauern verschiedener Primärenergie.** Um die starke Varianz anzudeuten, wurden die Standardabweichungen der Verteilungen mit eingezeichnet.

das Kalorimeter treffen. Ihre Zahl steigt mit der Primärenergie praktisch linear an, ist jedoch sehr großen Fluktuationen unterworfen, die durch die intrinsischen Schwankungen in der Luftschauerentwicklung verursacht werden. In Abbildung 4.6 ist die Multiplizitäts-

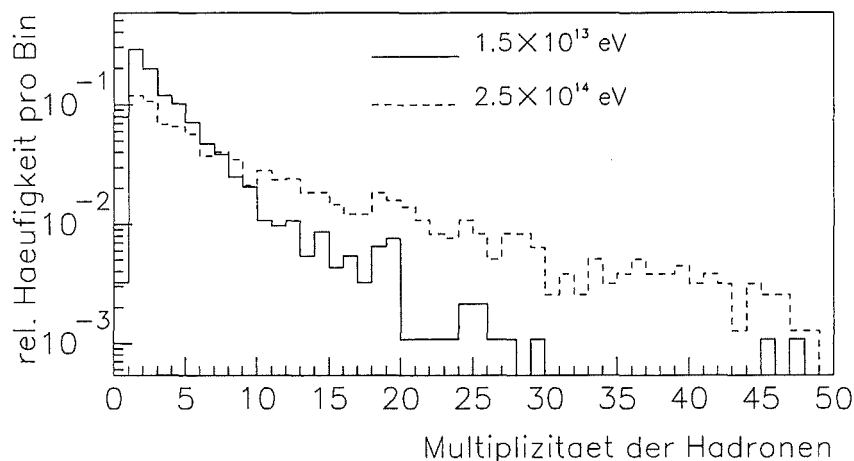


Abbildung 4.6: **Verteilung der Multiplizität der ins Kalorimeter treffenden Hadronen bei Proton-Schauern verschiedener Primärenergie.**

verteilung der Hadronen im Kalorimeter für Primärenergien von 15 TeV und 250 TeV

dargestellt. Die Verteilung ist stark asymmetrisch. Mit zunehmender Primärenergie wird der Ausläufer zu hohen Multiplizitäten wesentlich größer, was zum Anstieg des Mittelwertes führt, bei gleichzeitiger Zunahme der Standardabweichung. Die relative Größe der Fluktuationen hängt nicht von der gewählten Schwellenenergie für die betrachteten Hadronen ab.

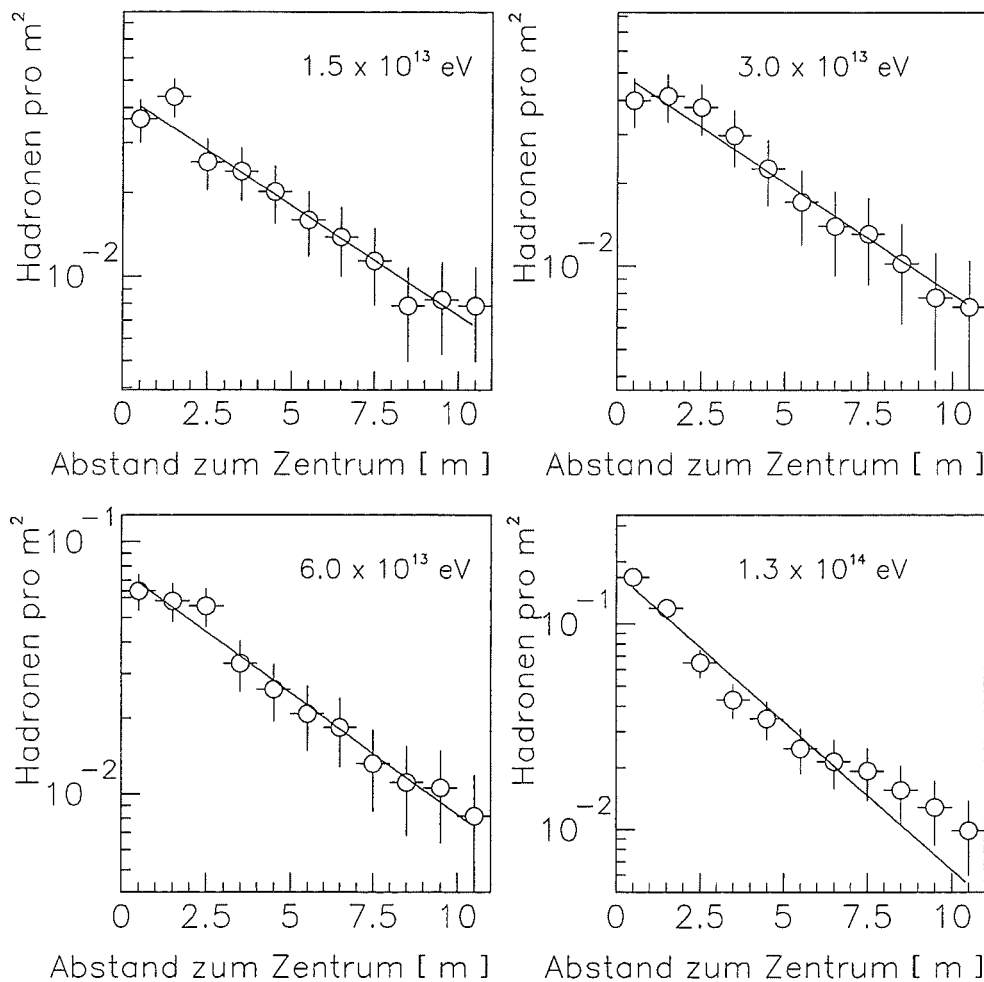


Abbildung 4.7: Lateralverteilung der Hadronzahl mit einer Energie ≥ 2 GeV in Proton-Schauern verschiedener Primärenergie.

Die Lateralverteilung der Hadronen hängt von der Primärenergie ab, wie in Abbildung 4.7 gezeigt wird. Mit zunehmender Energie wächst die Hadronendichte, und das Maximum der Verteilung rückt zum Schauerzentrum hin. Dieses Verhalten erklärt sich aus der Tatsache, daß der bei den Wechselwirkungen übertragene mittlere Transversalimpuls näherungsweise energieunabhängig ist, der Longitudinalimpuls jedoch proportional zur Energie steigt. Näherungsweise ist der Abfall der Hadronendichte mit zunehmendem Abstand vom Zentrum

exponentiell, was die exponentielle Transversalimpulsverteilung widerspiegelt. Außerdem deutet sich mit zunehmender Energie ein stärkerer Abfall der Lateralverteilung mit wachsendem Abstand an, der besonders ausgeprägt innerhalb der ersten 5 m zu sein scheint. Bei größeren Abständen deutet sich ein Abflachen des Abfalls der Hadronendichte an.

Energiesumme und lateraler Energiefluß

Bei Primärenergien im Bereich um 10^{15} eV wird im Schauerzentrum die Dichte der Hadronen oberhalb einer Schwelle von 2 GeV mit $> 1 \text{ m}^{-2}$ so groß, daß vor allem die niederenergetischen bei einer kalorimetrischen Messung nicht mehr vollständig getrennt auflösbar sind. Dies spielt für die Messung der gesamten hadronischen Energie keine große Rolle, da die höherenergetischen Hadronen oberhalb von etwa 50 GeV den weitaus größten Teil zur

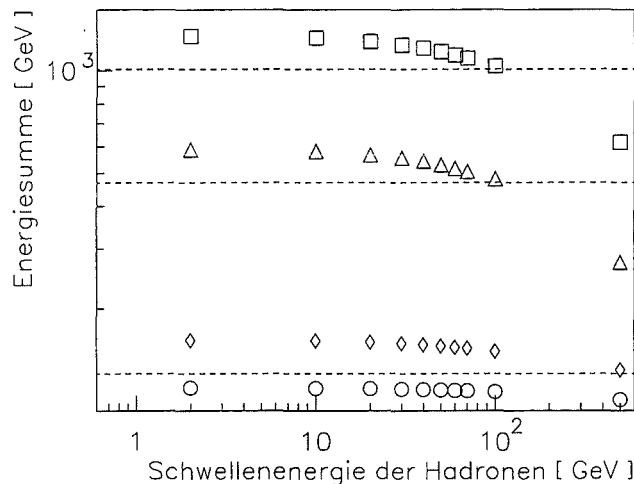


Abbildung 4.8: **Abhängigkeit der hadronischen Energiesumme von der Energieschwelle der beitragenden Hadronen in Schauern verschiedener Primärenergien:** □ $2.5 \cdot 10^{14}$ eV, △ $1.3 \cdot 10^{14}$ eV, ◇ $3.1 \cdot 10^{13}$ eV, ○ $1.6 \cdot 10^{13}$ eV

Energiesumme beitragen. In Abbildung 4.8 ist für Primärenergien zwischen $1.6 \cdot 10^{13}$ eV und $2.5 \cdot 10^{14}$ eV die mittlere Energiesumme der Hadronen dargestellt, die ins Kalorimeter treffen. Es wird die Abhängigkeit der Energiesumme von der Energie der einzelnen beitragenden Hadronen gezeigt. Bei allen betrachteten Primärenergien der Luftschauer tragen beispielsweise die Hadronen oberhalb von 100 GeV bereits mehr als 80 % der gesamten Energie, was durch die eingezeichneten gestrichelten Linien angedeutet wird. Auf Grund der feinen Segmentierung des Kalorimeters kann deshalb durch die Messung der höherenergetischen Hadronen im 50 GeV Bereich der laterale hadronische Energiefluß experimentell bestimmt werden.

Kapitel 5

Rekonstruktion der Meßdaten

5.1 KASCADE Rekonstruktionsprogramm

Um aus den mit KASCADE gemessenen Signalen die physikalischen Größen zu rekonstruieren, wurde das Programmpaket KRETA entwickelt, das für jede Detektorkomponente der Anlage die entsprechenden Programme enthält. Das Programm erlaubt, die Daten jeder Komponente nach ihrer Kalibration in einem mehrstufigen Prozeß zu analysieren, wodurch für eine einzelne Komponente eine verbesserte Rekonstruktion unter Zuhilfenahme von Zwischenergebnissen anderer Komponenten erreicht werden kann.

5.1.1 Datenbank für den KASCADE Status

Alle zur Rekonstruktion der Meßdaten benötigten Konstanten, die Informationen über die Detektorgeometrie, den elektronischen Detektorstatus und die Kalibration enthalten, werden in einer Datenbank gespeichert, der das CERN Programmpaket HEPDB zugrundeliegt. Als Schlüssel für den Zugriff auf einzelne Sätze von Konstanten wird hierbei die Zeit verwendet, zu der das jeweilige Ereignis gemessen wurde. Die Datenbank kann über ein Programm verwaltet und aktualisiert werden, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und als Schnittstellen alphanumerische Dateien verwendet. Außerdem wurde auch für das Kalorimeter eine direkte Schnittstelle zum Datenerfassungs- und Steuerungsprogramm entwickelt.

5.1.2 Event-Display mit interaktiver Rekonstruktion

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur graphischen Darstellung der gemessenen Ereignisse im Zentraldetektor ein Programm entwickelt, das als Benutzerschnittstelle das Paket KUIP des CERN verwendet. Mit dem Programm können für einzelne Ereignisse die deponier-

ten Energien in den Ionisationskammern und den Szintillationszählern unter Verwendung einer farbigen dreidimensionalen Graphik schematisch dargestellt werden. Man hat graphischen Zugriff auf die gemessenen digitalisierten Signale sowie die daraus mittels Kalibration erhaltenen deponierten Energien einzelner Ionisationskammern. Die Rekonstruktion der Hadronen im Schauerkerne kann unter Verwendung der originalen Unterprogramme der KRETA Programmbibliothek interaktiv ausgeführt werden, wobei die verwendeten Schwellen und Parameter explizit angegeben werden können. Gefundene Spuren werden in der graphischen Darstellung eingezeichnet. Dadurch ist eine Kontrolle der Meßdaten und der Resultate des Rekonstruktionsprogrammes in Abhängigkeit von den benutzten Schwellen durch visuelle Betrachtung möglich.

5.2 Hadronrekonstruktion im Schauerkerne

Bei der Rekonstruktion der Hadronen werden die gemessenen Energiedepositionen in den einzelnen Ionisationskammern hadronischen Kaskaden zugeordnet, deren Position, Richtung und Energie bestimmt wird. Das Ziel des vom Autor entwickelten Algorithmus ist es, Hadronen bis zu möglichst kleinen Energien erkennen und sie auch bei größeren Hadronendichten im Schauerkerne optimal räumlich trennen zu können. Dabei sind geringe Einbußen bei der Winkel- und Energieauflösung hinzunehmen, wenn man sie mit einem Algorithmus vergleicht, der darauf abzielt, ein einziges Hadron im Kalorimeter zu rekonstruieren [MIE96].

5.2.1 Algorithmus

Der entwickelte Algorithmus verwendet ausschließlich die gemessenen Energiedepositionen in den Ionisationskammern des Kalorimeters oberhalb seines Fundamentkellers. Die achte Ebene im Keller wurde nicht berücksichtigt, da sie zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht vollständig in Betrieb war. Für die Energiebestimmung der relativ niederenergetischen Hadronen in Schauern unter 10^{14} eV, die in dieser Arbeit untersucht werden, spielt diese letzte Ebene selten eine Rolle.

Erkennung hadronischer Kaskaden

In einem ersten Schritt wird versucht, aus den Energiedepositionen in den unteren TMS Lagen die Schauerrichtung approximativ zu ermitteln, um die anschließende Bestimmung der Ionisationskammern der unterschiedlichen Ebenen, die zu einer Kaskade gehören, zu verbessern. Um den Untergrund aus elektromagnetischer Energiedeposition (vergl. Abbildung 4.1) praktisch vollständig zu reduzieren, werden bei der Richtungsabschätzung die beiden oberen TMS Ebenen nicht berücksichtigt. Ausgehend von der Kammer mit dem höchsten Energieeintrag in der dritten Ebene wird in den jeweils direkt darunter liegenden

Ebenen nach einem lokalen Maximum der Energiedeposition gesucht. Dabei wird ein quadratischer Bereich von neun Ionisationskammern berücksichtigt, dessen zentrale Kammer direkt unter dem Punkt liegt, von dem ausgegangen wurde.

Im zweiten Schritt wird versucht, die lokalen Maxima einer Ebene jeweils mit denen aus den benachbarten Ebenen zu einer Kette zu verbinden, die als Kandidat für die Spur eines Hadrons verwendet wird. Die Schwelle für lokale Maxima, die berücksichtigt werden, liegt mit 5 MeV so weit über dem elektronischen Rauschen, daß zufällige Signale praktisch auszuschließen sind.

Beginnend mit der siebten Ebene werden alle lokalen Maxima als Ausgangspunkt für die Kettenbildung verwendet. Hierbei wird, wie schon bei der Richtungsapproximation, jeweils ein Bereich von neun Kammern der jeweils darüberliegenden Ebene auf lokale Maxima untersucht. Das Zentrum des Bereichs wird in diesem Fall allerdings aus der Extrapolation längs der geschätzten Schauerrichtung ermittelt, wobei vom energiegewichteten Schwerpunkt ausgegangen wird. Dieser wird aus einem Bereich von acht Kanälen um den Ausgangspunkt gebildet. Falls es im untersuchten Bereich mehrere Maxima gibt, wird die Kammer mit dem kleinsten Abstand zur extrapolierten Position gewählt. Falls es kein Maximum gibt, wird das gleiche Verfahren für die nächst höhere Ebene wiederholt, denn bei benachbarten Hadronen kann es vorkommen, daß in einer Ebene nur ein lokales Maximum ausgebildet wird, wohingegen in weiteren Ebenen zwei entstehen. Auf diese Art werden alle Ebenen einschließlich der obersten untersucht. Energieeinträge, die einer Kette zugeordnet wurden, werden bei der weiteren Kettenbildung nicht mehr berücksichtigt.

Deponierte Energie der Kaskaden

Für alle gebildeten Ketten mit mindestens drei lokalen Maxima wird versucht, ebenenweise die Energie weiterer Kammern oberhalb einer Schwelle von 2 MeV im Umkreis von 1 m zur gefundenen Hadronspur zu addieren. Falls es andere Ketten in diesem Umkreis gibt, wird die Energie der dazwischen liegenden Kammern aufgeteilt, wobei mit der gemessenen normierten Lateralverteilung der Energiedeposition von hadronischen Schauern [LOC95] gewichtet wird. Aus der Summe der aufaddierten Energiedepositionen pro Ebene ergibt sich unter Berücksichtigung der Dicke der Absorberschichten zwischen zwei Ebenen eine gewichtete Summe der deponierten Energie des hadronischen Schauers. Die deponierte Energie in der obersten Ebene wird dabei allerdings nicht berücksichtigt, da der große Beitrag an elektromagnetischer Energie in Luftschauern zu einer systematischen Überschätzung der Hadronenergien führen würde.

Energie, Ort und Richtung der Kaskaden

Aus der bei der Rekonstruktion ermittelten gewichteten Energiesumme wird die Energie des einfallenden Hadrons über eine energieabhängige Umrechnung bestimmt. Sie wurde anhand einzelner Kaskaden von Protonen ermittelt, die in einer Simulationsrechnung mit GEANT unter 18° ins Kalorimeter treffen. Protonen unter diesem Einfallswinkel wurden

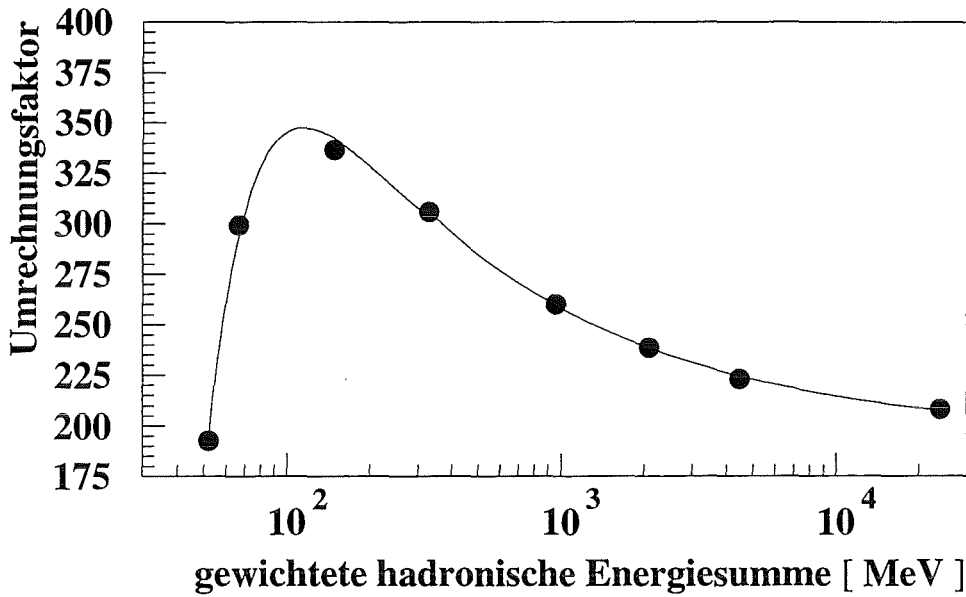


Abbildung 5.1: Umrechnungsfaktor zur Bestimmung der Hadronenergie aus der gewichteten Energiesumme im TMS.

als Repräsentanten von Hadronen gewählt, die bis zu einem Winkel von etwa 30° eintreffen. In diesem Winkelbereich gibt es praktisch keine Winkelabhängigkeit der gewichteten Energiesumme im Kalorimeter [MIE96]. Der Umrechnungsfaktor $f = E/E_{TMS}$, der in Abbildung 5.1 dargestellt ist, ist nicht konstant. Dies liegt unter anderem daran, daß bei höherenergetischen Hadronen oberhalb von 100 GeV überproportional mehr Energie auf elektromagnetische Teilchen übertragen wird, die gut nachweisbare Signale erzeugen. Unterhalb von 100 GeV fällt der Umrechnungsfaktor wieder ab, da bei diesen Energien durch die Hadronrekonstruktion nur noch Kaskaden berücksichtigt werden, die besonders ausgeprägte Signale zeigen. Letzteres hängt damit zusammen, daß das Kalorimeter für niederenergetische Hadronen zu grob mit Ionisationskammern unterteilt ist. Die Energieabhängigkeit der Umrechnung läßt sich durch folgende Funktion parametrisieren:

$$f(E_{TMS}) = 242.2 + 24110 \cdot \frac{E_{TMS}/\text{MeV} - 75.2}{(E_{TMS}/\text{MeV})^2}, \quad E_{TMS} < 327 \text{ MeV}$$

$$f(E_{TMS}) = 194.4 + \frac{2019}{\sqrt{E_{TMS}/\text{MeV}}}, \quad E_{TMS} \geq 327 \text{ MeV}$$

Der bezüglich der gewichteten Energie niedrigste Punkt entspricht einer Hadronenergie von 10 GeV , der höchste 5 TeV , der Übergangspunkt zwischen den beiden Funktionen liegt bei 100 GeV . Der Fehler der Umrechnung an den einzelnen Punkten ist kleiner als die dargestellten Symbole.

Die Kammern der einzelnen Ketten und die sie direkt umgebenden acht Kammern dienen auch zur Bestimmung von energiegewichteten Positionen pro Ebene, die für eine Anpassung einer Gerade verwendet werden. Daraus erhält man neben der Richtung auch die Auftreffposition der rekonstruierten Hadronen auf der Bleiabschirmung des Kalorimeters.

5.2.2 Korrektur defekter und instabiler Kanäle

Bei der großen Zahl der elektronischen Kanäle ist es praktisch unvermeidlich, daß einige defekte Kanäle auftreten. Solche Kanäle zeigen entweder gar kein Signal oder ein undefiniertes, im ungünstigsten Fall viel zu hohes. Kanäle ohne Signale kann es geben, wenn beispielsweise Fehlfunktionen der Vorverstärker oder Probleme der Kontaktierung der Signal- oder Versorgungsleitungen vorhanden sind. Bei dielektrischen Staubteilchen im TMS der Kammer kann es dazu kommen, daß sich das elektronische Rauschen nicht mehr durch eine Normalverteilung beschreiben läßt, sondern erhebliche Ausläufer zu sehr hohen Werten zeigt. Dadurch wird eine hohe Energiedeposition vorgetäuscht. Bei der elektronischen Eichung der Verstärkerketten und bei Testmessungen des elektronischen Nullpunktes und Rauschens wird der größte Teil dieser defekten oder instabilen Kanäle erkannt und in der Datenbank für den Detektorstatus als nicht auswertbar markiert. Das sind typischerweise 6 Promille aller Kanäle.

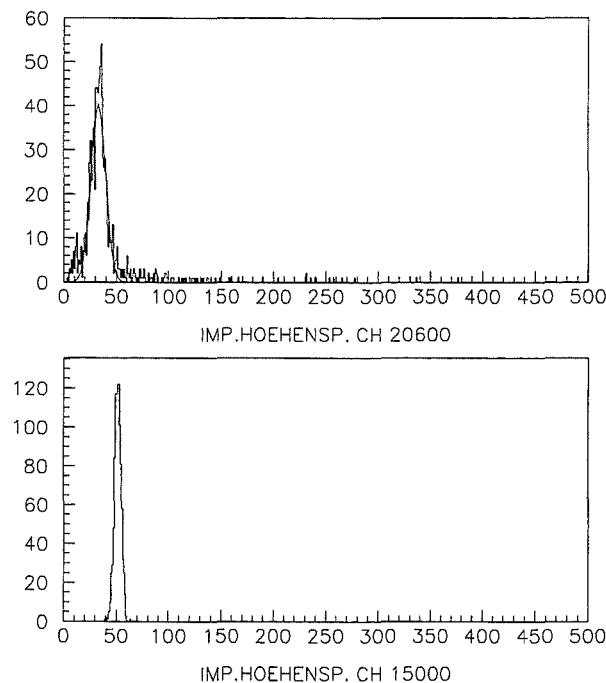


Abbildung 5.2: Signalspektren eines unruhigen und normalen elektronischen Kanals.

Dennoch gibt es typischerweise während der Meßläufe einige wenige Kanäle, deren Signale

zeitweise unruhig sind und ein zu großes Rauschen zeigen. Sie können dazu führen, daß zufällige Hadronspuren rekonstruiert werden. Diese unruhigen Kanäle können jedoch bei den meisten Ereignissen im Kalorimeter erkannt werden, da sie mitten in einem Bereich auftreten, in dessen Nachbarschaft es keine weiteren Kammern mit hohem Signal gibt. Für die Korrektur wird für alle Kanäle, deren Signale größer als 50 MeV sind, geprüft, ob der Mittelwert der Energiedeposition in den umliegenden acht Kammern oder den jeweils neun Kammern in den benachbarten Ebenen größer ist als die Energiedeposition, die der mittleren Rauschladung entspricht. Falls die Umgebung ein kleineres Signal aufweist, ist davon auszugehen, daß der betrachtete Kanal unruhig ist oder ein Myon durch einen radiativen Prozeß eine höhere Energiedeposition erzeugt hat.

Die Signale dieser als unruhig interpretierten Kanäle werden für die Hadronrekonstruktion genauso wie die bekannten defekten Kanäle auf die Mittelwerte der Signale ihrer umgebenden Kammern korrigiert. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.2 die Signalverteilung eines normal funktionierenden und eines unruhigen Kanals. Letzterer wurde bei 9.1 % der ausgewerteten Ereignisse korrigiert.

Der Einfluß dieser Korrektur auf die Rekonstruktionseffizienz ist mit 0.2 % vernachlässigbar. Bei der rekonstruierten Hadronenergie ergibt sich durch die Korrektur ein kleiner systematischer relativer Fehler von 0.5 %, der energieunabhängig und im Vergleich zur erreichbaren Energieauflösung von $\geq 10 \%$ akzeptabel ist, um zuverlässige hochenergetische Spuren zu rekonstruieren.

5.2.3 Rekonstruktionseffizienz

Die Effizienz, mit der mittels des oben beschriebenen Algorithmus Hadronen rekonstruiert werden können, hängt einerseits von ihrer Energie ab, da ganz niederenergetische zu wenig nachweisbare Energie im Kalorimeter deponieren. Andererseits beeinflusst die Hadronendichte im Kern ausgedehnter Luftschauer die Rekonstruktion.

Einzelne Hadronen

Die Rekonstruktionseffizienz wurde an simulierten einzelnen Hadronen untersucht. Dabei wurden Protonen unter 0° und 18° betrachtet sowie Myonen, um deren Fehlidentifikation als Hadronen zu ermitteln. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.3, in der die Effizienz für Hadronen und die relative Häufigkeit, mit der durch den Algorithmus ein Myon als Hadron fälschlicherweise rekonstruiert wird, dargestellt sind. Selbst bei 1 TeV Myonen beträgt die relative Häufigkeit einer Fehlidentifikation weniger als 1 %. Die wahrscheinlichste rekonstruierte Hadronenergie solcher Myonen liegt unter 100 GeV . Bei Hadronen einer Energie von 50 GeV wird eine Effizienz von über 70 % erreicht, und ab 100 GeV werden praktisch alle Hadronen rekonstruiert. Die Rekonstruktionseffizienz ist im betrachteten Winkelbereich praktisch winkelunabhängig. Die Zahl der TMS Ebenen, die mindestens zu einer Spur beitragen müssen, kann die Effizienz bei Hadronen unter 100 GeV stark beeinflus-

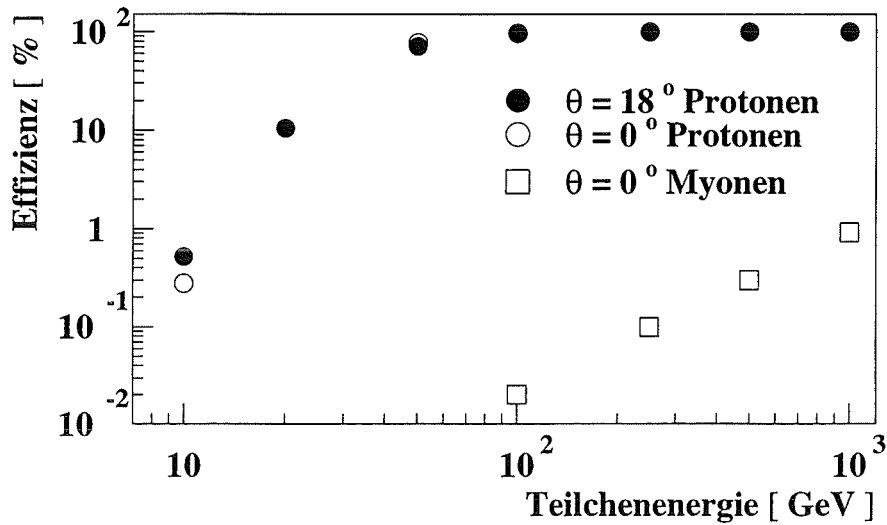


Abbildung 5.3: Rekonstruktionseffizienz für Hadronen in Abhängigkeit ihrer Energie. Ebenfalls dargestellt ist die Wahrscheinlichkeit, Myonen als Hadronen zu rekonstruieren.

sen. Fordert man beispielsweise statt 3 Ebenen nur 2, so steigt die Effizienz bei 50 GeV von 71 % auf 91.8 %, allerdings steigt auch die Misidentifikationswahrscheinlichkeit von beispielsweise 1 TeV Myonen von 0.9 % auf 4 %.

Hadronen im Schauerker

Wegen der teilweise hohen Hadrondichten von $> 1 m^{-2}$ im Zentrum hochenergetischer Luftschauer können bei der kalorimetrischen Messung nicht alle Hadronen getrennt aufgelöst werden. Der Prozentsatz der Hadronen, die nicht gefunden werden, wurde in einer Simulation von Luftschauern primärer Hadronen verschiedener Energie bestimmt. Das Zentrum der Schauer traf das Kalorimeter unter 0° . Das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 dargestellt und zwar für unterschiedliche Schwellenenergien der Hadronen. Vor allem die niederenergetischen Hadronen unter 100 GeV können bei steigender Primärenergie nicht mehr rekonstruiert werden, allerdings liegt selbst bei 10^{15} eV der Verlust nur bei 24 %.

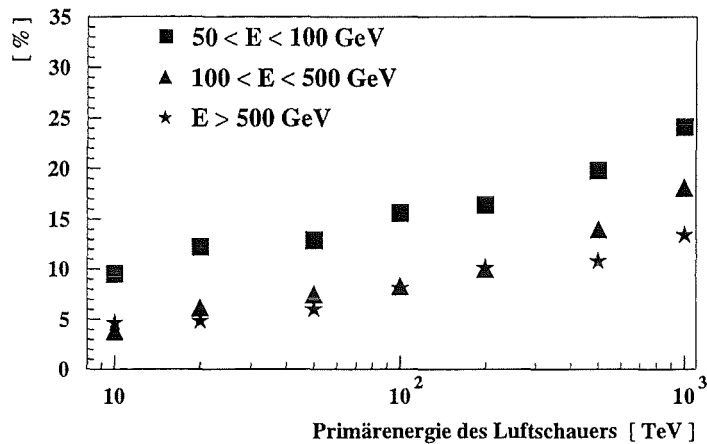


Abbildung 5.4: Prozentsatz der nicht rekonstruierten Hadronen in Schauerkernen verschiedener Primärenergien.

5.2.4 Räumliche Trennung

Für die Untersuchung der Strukturen hadronischer Luftschauerkerne ist es wichtig, einzelne Hadronen getrennt voneinander zu rekonstruieren. Die mögliche räumliche Trennung ist

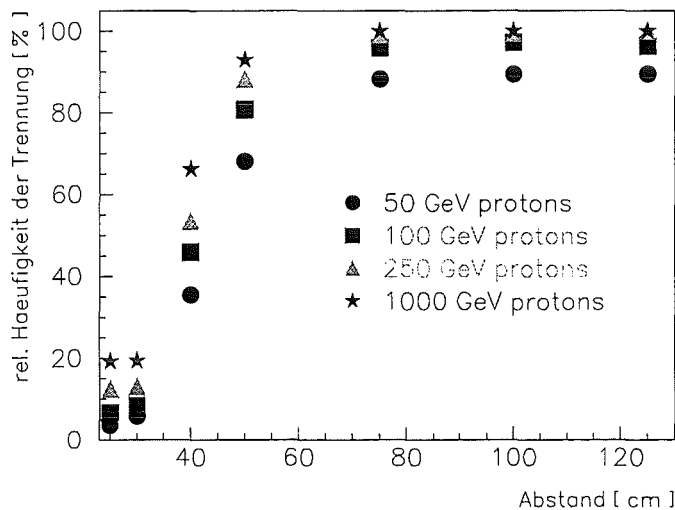


Abbildung 5.5: Relative Häufigkeit, zwei Hadronen als räumlich getrennte Teilchen zu rekonstruieren.

in Abbildung 5.5 dargestellt. Bei der Untersuchung wurden jeweils zwei Hadronen gleicher Energie simuliert, die unter gleicher Richtung mit verschiedenen Abständen zueinander ins Kalorimeter treffen. Bereits bei einem Abstand von etwa 40 cm können Hadronen im

100 GeV Bereich mit einer relativen Häufigkeit von etwa 50 % als zwei getrennte Teilchen rekonstruiert werden. Höherenergetische Hadronen lassen sich leichter trennen. Eine wesentliche Verbesserung der Trennung mit einer noch feineren Segmentierung ist für das gewählte Kalorimeter nicht zu erwarten, da die laterale Ausdehnung der Schauer in Eisen etwa 20 cm beträgt.

5.2.5 Energieauflösung

Die Energieauflösung für Hadronen hängt von der Qualität der rekonstruierten Kaskaden ab. Der oben beschriebene Algorithmus hat auch bei Hadronen unterhalb von 100 GeV noch eine relativ gute Rekonstruktionseffizienz, da Kaskaden bereits als Hadronenschauer akzeptiert werden, wenn es nur in drei Ebenen zugehörige Energiedepositionen gibt. Da für das Kalorimeter die Umrechnung von gewichteter Energiesumme in Hadronenergie nicht konstant ist, ist es bei der Bestimmung der hadronischen Energiesumme wichtig, die Kaskaden individuell zu rekonstruieren.

Einzelne Hadronen

In Abbildung 5.6 ist die Energieauflösung bei einzelnen Hadronen dargestellt, die in der Simulation unter 18° ins Kalorimeter treffen. Sie verbessert sich erwartungsgemäß mit

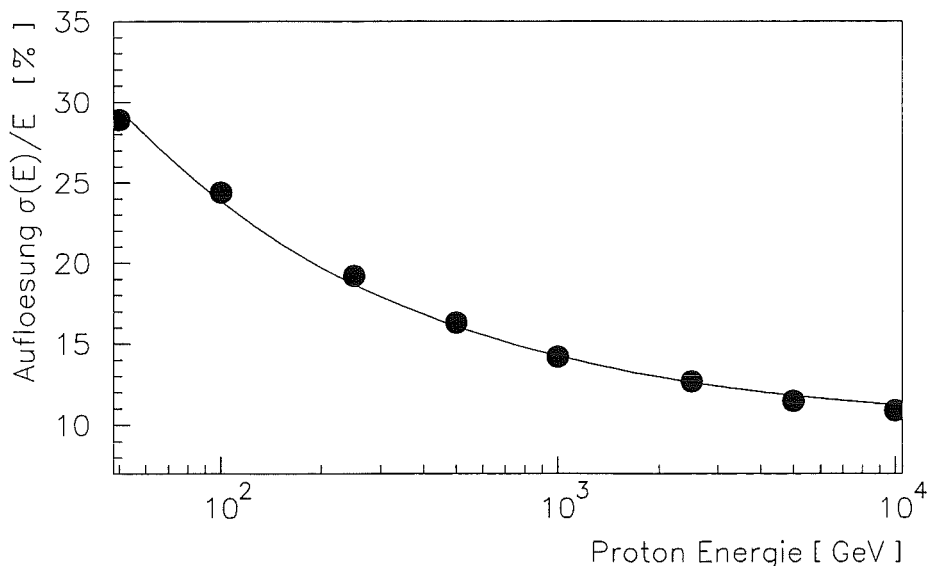


Abbildung 5.6: Energieauflösung für individuelle Hadronen in Abhängigkeit ihrer Energie.

$1/\sqrt{E}$, jedoch gibt es wegen der unterschiedlich dicken Absorberschichten des Kalorimeters einen konstanten Term von 9.8 % :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.098 + \frac{1.39}{\sqrt{E/GeV}}$$

Hadronische Energiesumme im Schauerkerneln

Von der Energieauflösung für einzelne Hadronen zu unterscheiden sind die Fluktuationen, mit denen die hadronische Energiesumme im Schauerkerneln bestimmt werden kann. Wichtig ist, daß alle Hadronen gefunden werden und elektromagnetische Energie unterdrückt wird. Die Fluktuation der rekonstruierten hadronischen Energiesumme ist in Abbildung 5.7

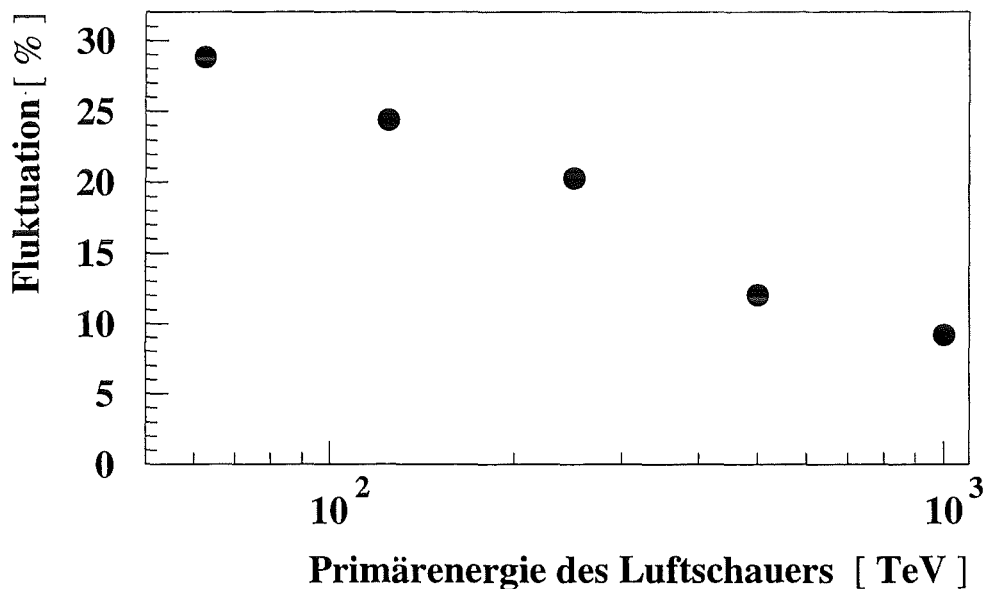


Abbildung 5.7: Fluktuation der rekonstruierten hadronischen Energiesumme in Abhängigkeit der Luftschauerenergie.

dargestellt. Sie ist abhängig von der Primärenergie. Dies hängt einerseits damit zusammen, daß die Energieauflösung einzelner Hadronen von deren Energie abhängt und die mittlere Energie der Hadronen mit der Primärenergie steigt. Andererseits steigt auch die mittlere Zahl der Hadronen an und verringert die Fluktuationen.

5.2.6 Orts- und Winkelauflösung

Die mit dem Algorithmus erreichbare Orts- und Winkelauflösung bei einzelnen simulierten Hadronen hängt außer von ihrer Energie auch von ihrem Zenitwinkel ab. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 5.8 für Protonen dargestellt, die unter 0° und 18° einfallen. Oben ist der wahrscheinlichste Wert der Verteilung des Abstandes Δr zwischen wahrem und rekonstruiertem Auftreffort gezeigt. Die untere Abbildung enthält den wahrscheinlichsten Wert der Verteilung des Winkels α zwischen rekonstruierter und wahrer Richtung. Die Ungenauigkeiten werden mit zunehmender Energie erwartungsgemäß kleiner, vergrößern sich jedoch bei schrägem Einfall. Bei einer typischen Hadronenergie von 250 GeV und einem Winkel von 18° betragen sie $\Delta r = 11.8 \text{ cm}$ und $\alpha = 8.8^\circ$. Alle statistischen Fehler der dargestellten Werte sind kleiner als die Größe der Symbole.

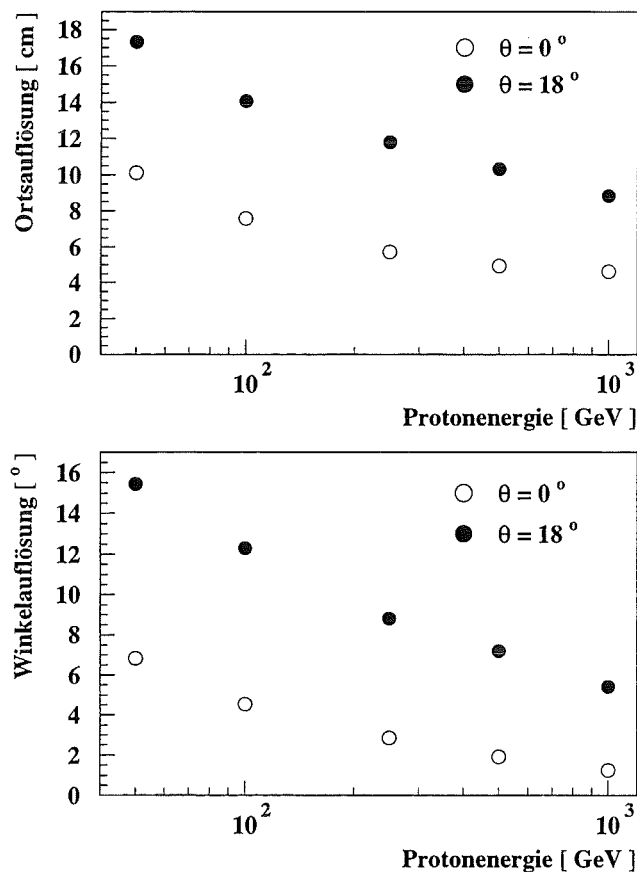


Abbildung 5.8: Orts- und Winkelauflösung in Abhängigkeit der Teilchenenergie.

5.3 Bestimmung der Lage des Schauerkernelnes

Für eine Messung der Lage des Schauerzentrums werden fein segmentierte Detektoren benötigt. Es wird im allgemeinen die elektromagnetische Komponente vermessen, denn sie hat auf Grund der größeren Teilchenzahl die bessere Statistik. Im Kalorimeter kann das bei höherenergetischen Schauern oberhalb von etwa 10^{14} eV in der obersten Ebene geschehen, wo die Energiedeposition von durchdringenden Elektronen und Gamma-Quanten groß genug ist, um eine relativ genaue Bestimmung des Zentrums durchzuführen. Die laterale Verteilung dieser Energiedeposition ist breiter als bei den Hadronen und hat ein Maximum in der Nähe des Schauerzentrums.

Es wurde ein Algorithmus entwickelt, der sensitiv auf diese Topologie in der obersten Lage des Kalorimeters ist. Es wird geprüft, ob der Schwerpunkt der deponierten Energie innerhalb einer Akzeptanzfläche liegt, deren Außenkanten einen Abstand von 1 m zum Rand des Kalorimeters haben. Außerdem müssen in einer rechteckigen Umgebung um den Kanal, in dem der Schwerpunkt liegt, von insgesamt 24 Kanälen mindestens 20 mit einer Energiedeposition größer als 2 MeV vorhanden sein, und die Summe ihrer Energiedepositionen muß mehr als 100 MeV betragen.

Für Schauer kosmischer Protonen, deren Energien gleichverteilt in zwei Bereichen ($10^{13} - 10^{14}$) eV und ($10^{14} - 10^{15}$) eV gewählt wurden und die gleichverteilt in einem rechteckigen Bereich um das Kalorimeter mit einem Abstand der Kanten zu dessen Zentrum von 17 m auftreffen, kann der Schauerkernel mit einer Genauigkeit von 68 cm beziehungsweise 53 cm bestimmt werden. Die entsprechende Verteilung des Abstandes zwischen rekonstruiertem

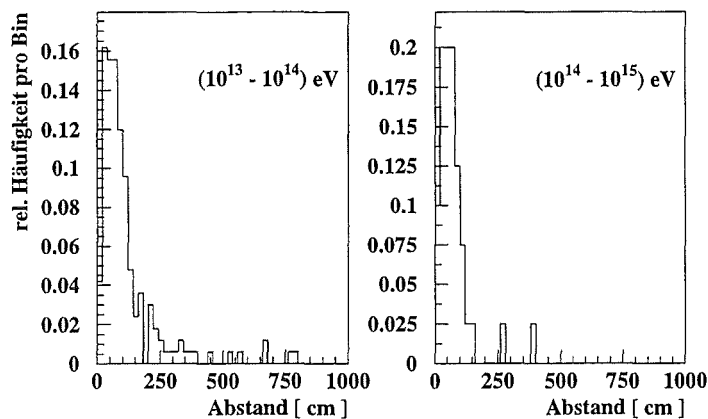


Abbildung 5.9: Abstand zwischen rekonstruierter und wahrer Schauerposition bei Proton-Schauern in den Bereichen ($10^{13} - 10^{14}$) eV und ($10^{14} - 10^{15}$) eV.

und wahren Schauerzentrum ist in Abbildung 5.9 für die zwei betrachteten Energiebereiche dargestellt. Die Ungenauigkeit wurde aus der Anpassung einer Normalverteilung an die Spitze der Verteilungen ermittelt. Die Effizienz für diese Methode zur Positionsbestim-

mung wächst mit steigender Primärenergie, wie aus Abbildung 5.10 zu entnehmen ist. Im Energiebereich oberhalb von 10^{14} eV steigt die relative Häufigkeit, mit der die Schauer die geforderten Bedingungen erfüllen können, auf über 25 %. Diese Methode kann somit zur Selektion zentral ins Kalorimeter treffender Schauer bei Energien im Bereich von 10^{14} eV verwendet werden.

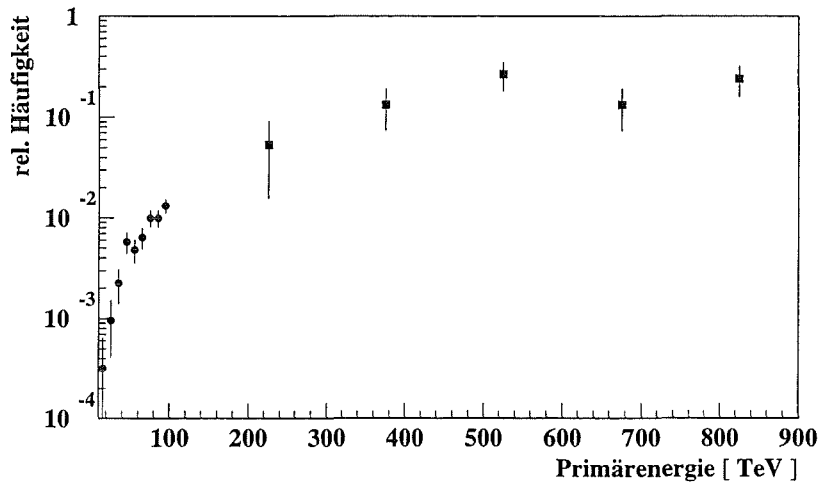


Abbildung 5.10: Relative Häufigkeit für eine Bestimmung der Schauerposition in Abhängigkeit von der Primärenergie bei Proton-Schauern, die in den Bereichen (10 – 100) TeV (runde Symbole) beziehungsweise (100 – 1000) TeV (eckige Symbole) gleichverteilt sind.

Kapitel 6

Analyse der Kalorimeter-Messungen

Die vorliegenden Untersuchungen basieren auf Messungen im Zeitraum von September bis Dezember 1996. Während einer effektiven Meßzeit von 2000 h wurden dabei insgesamt $1.5 \cdot 10^7$ Ereignisse aufgezeichnet, deren Daten etwa 55 GB umfassen. Bereits bei der Datennahme wurde zur Reduktion der Datenmenge des Kalorimeters eine Nullpunktsunterdrückung eingesetzt, so daß nur Signale aufgezeichnet wurden, die größer als die dreifache Rauschladung des betreffenden Kanals waren.

6.1 Datenselektion

Die Datenauslese der Ionisationskammern wurde gestartet, wenn eine der folgenden Triggerbedingungen erfüllt war:

- 8 der 456 Szintillatoren der Triggerebene haben oberhalb der $1/3$ Myonschwelle angesprochen
- mindestens ein Szintillator der Triggerebene hat oberhalb der Hadronschwelle von 320 MeV angesprochen
- 8 der 32 Top Cluster Detektoren haben oberhalb der $1/3$ Myonschwelle angesprochen

Für die folgenden Untersuchungen kleinerer Luftschauer im Energiebereich unter 10^{14} eV wurden für die Auswertung nur solche Ereignisse verwendet, die der ersten Triggerbedingung genügten. Diese Ereignisse wurden, falls mindestens ein Hadron rekonstruiert werden konnte, getrennt klassifiziert, was eine Reduktion der Zahl der ursprünglich gemessenen Ereignisse um einen Faktor 35 ergibt. Dabei wird auch die Datenmenge um einen Faktor 10 reduziert. Es wurden $6.5 \cdot 10^6$ aufgezeichnete Ereignisse analysiert, wovon 180 000 die oben vorgestellten Auswahlkriterien erfüllten.

Für einen Vergleich der gemessenen Triggerraten mit denen des Modellspektrums bis

10^{14} eV, das nur bis zu einem Zenitwinkel von 30° berechnet worden war, wurde sich auf Ereignisse beschränkt, bei denen der rekonstruierte Zenitwinkel kleiner als 24° war. Der Winkel des Ereignisses wurde aus der Spurrekonstruktion von Myonen in den Vieldrahtproportionalkammern erhalten. Falls diese Detektoren, die nur 41 % der Fläche des Zentraldetektors belegen, keine Spuren enthielten, wurde auf den mittleren Winkel der Hadronen zurückgegriffen, obwohl sein Fehler größer ist. Die Beschränkung des Winkelbereichs auf $< 24^\circ$ minimiert den Beitrag von Schauern, die unter einem Winkel von $> 30^\circ$ einfallen, aber rekonstruierte Winkel kleiner als 30° ergeben. Letzteres kann infolge Vielfachstreuung der Teilchen in der Atmosphäre und die Ungenauigkeiten der Rekonstruktionsverfahren eintreten. Unter Berücksichtigung dieser Einschränkungen des Winkelbereichs ergibt sich aus den Abschätzungen der Triggerraten der einzelnen Kerngruppen des Modellspektrums, das, wie in Kapitel 4.3.2 dargelegt, mit CORSIKA nach dem VENUS Modell berechnet wurde, eine erwartete Triggerrate: $n_{sim} = (0.158 \pm 0.015) s^{-1}$.

Die mittlere gemessene Rate betrug: $n_{gem} = (0.189 \pm 0.001) s^{-1}$.

Hierbei wurden die statistischen Fehler angegeben, die bei der Simulation wesentlich größer als bei der Messung sind. Bei den betrachteten Schauerenergien ist die relative Häufigkeit für die gewählte Triggerbedingung kleiner als 0.4 Promille, so daß selbst bei über 10^6 simulierten Schauern nur einige hundert beitragen. Trotz der großen statistischen Fehler deutet sich ein Überschuß der gemessenen Rate von etwa 20 % gegenüber der abgeschätzten an. Diese Abweichung kann daran liegen, daß die Schwellen der Triggerzähler nicht ausreichend genug stabil sind. Ein Fehler in den Schwellen wirkt sich wegen des steilen primären Energiespektrums in der Rate aus. Ein Hinweis auf mögliche Schwellenun-

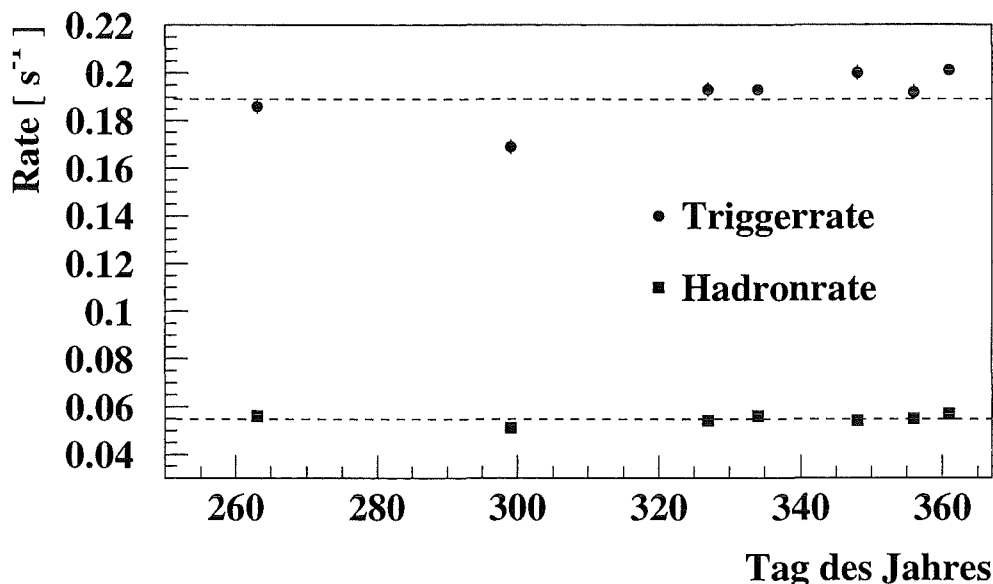


Abbildung 6.1: Gemessene Triggerrate über der Zeit.

sicherheiten zeigt sich in den signifikanten Schwankungen der Rate über den betrachteten Zeitraum, wie aus Abbildung 6.1 ersichtlich ist. Zu diesen Schwankungen könnte es auch einen Beitrag durch variierende atmosphärische Parameter, insbesondere Schwankungen des Luftdrucks, geben. Dieser Einfluß auf die Rate der Myonen ist jedoch mit maximal 5% relativ klein [HOR94]. Der Einfluß des Luftdruckes auf die Rate der Hadronen ist mit etwa maximal 20 % größer [LOC95], der sich daraus ergebende Einfluß auf die Triggerrate ist jedoch geringer, da die Triggerbedingung im wesentlichen von Luftschauern mit mehreren Myonen erfüllt wird.

Da zur Einschränkung des Winkelbereichs auch rekonstruierte Myonen beziehungsweise Hadronen verwendet werden müssen, könnten Abweichungen ihrer Häufigkeit in den gemessenen Schauern gegenüber der in den berechneten einen Einfluß auf die Rate zeigen. Auf solche systematischen Unsicherheiten bei den Berechnungen auf Grund von Modellunterschieden wird in Kapitel 7.5.2 eingegangen.

In Abbildung 6.1 ist zusätzlich zur Triggerrate auch die Rate der Ereignisse eingetragen, bei denen Hadronen rekonstruiert werden konnten. Ihre Schwankungen sind kleiner und korrelieren im wesentlichen mit der Triggerrate. Das läßt auf ein stabiles Verhalten des Kalorimeters schließen. Die mittlere Hadronrate lag bei $n_h = (0.055 \pm 0.001) s^{-1}$. Ein Vergleich mit der Rate der Hadronen, wie sie sich aus den Modellrechnungen ergibt, folgt ebenfalls in Kapitel 7.5.2.

6.2 Kontrolle des Kalorimeters

Um belastbare physikalische Aussagen aus den Meßdaten des Kalorimeters zu erhalten, muß sichergestellt sein, daß seine über 20 000 einzelnen Meßkanäle sich stabil und zeitlich konstant verhalten. Deshalb werden ständig Kontrollen durchgeführt, von denen einige im folgenden behandelt werden.

6.2.1 Stabilität des Signal-Nullpunktes

Vor jedem Meßlauf wird eine Messung des elektronischen Nullpunktes und Rauschens in allen Kanälen durchgeführt, die in der Datenbank gespeichert und für die Auswertung verwendet wird. Zur Kontrolle der Konsistenz dieser Messungen wurden von Zeit zu Zeit zusätzliche Meßläufe durchgeführt, bei denen die Datenerfassung ohne Nullpunktsunterdrückung durch einen Pulsgenerator zufällig ausgelöst wurde anstatt durch die Triggerszintillatoren im Zentraldetektor. Dabei wurden die Verteilungen der Signale aller funktionierenden Kanäle untersucht. Der Mittelwert dieser Verteilungen sollte mit den zuvor gemessenen Werten des Signalnullpunktes aus der Datenbank übereinstimmen.

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung der mit der Rauschladung normierten Abweichungen für alle funktionierenden Kanäle. Sie verhalten sich absolut stabil und weichen nur im

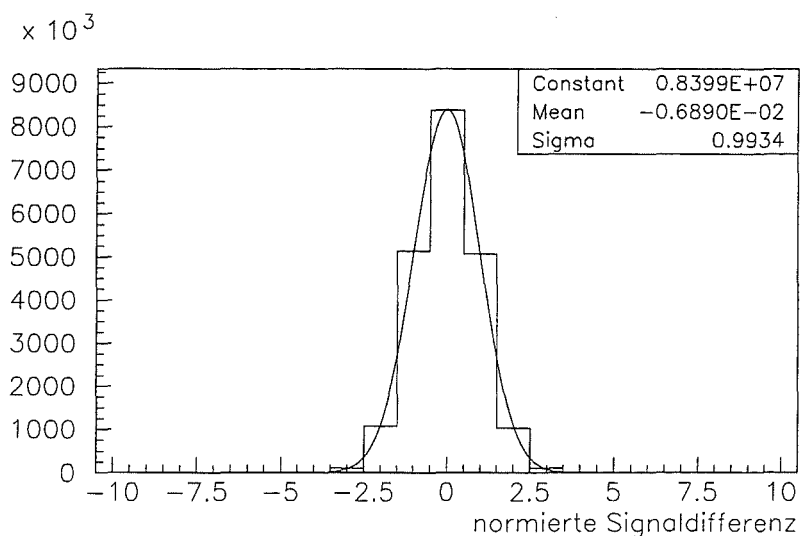


Abbildung 6.2: Verteilung der mit der Rauschladung normierten Differenz von gemessenem Signal und Signalnullpunkt für alle funktionierenden elektronischen Kanäle.

Rahmen der jeweiligen Breite σ ihrer Normalverteilungen vom Signalnullpunkt ab, so daß es keine systematische Verschiebung des Nullpunktes gibt. Wie auf Grund der Normierung erwartet, hat die dargestellte Verteilung eine Breite $\sigma = 1$.

6.2.2 Homogenität des Kalorimeters

Channelmap

Um das gleichmäßige Ansprechen auf deponierte Energie zu überprüfen, werden sogenannte Channelmaps für jeden Meßlauf angelegt. Als Beispiel ist in Abbildung 6.3 der Energieeintrag bezogen auf das jeweilige Rauschen des Kanals pro Ereignis wiedergegeben. Dabei zeigen schwarze Flächen, daß der Kanal oberhalb der Nullpunktsunterdrückung angesprochen hat. Weiße Flächen bedeuten, daß der Kanal nie angesprochen hat und defekt ist. So läßt sich unter anderem kontrollieren, ob an allen Kanälen die Hochspannung ordnungsgemäß anliegt. Im abgebildeten Beispiel sieht man einen Bereich in Ebene 7, wo dies nicht der Fall war. Der Streifen in Ebene 8 gibt den Bereich im Fundamentkeller an, wo sich infolge der Stützpfeiler keine Kammern befinden. Die Zahl der defekten Kanäle betrug bei den ausgewerteten Meßläufen mit im Mittel 170 weniger als 0.7% der verwendeten Kanäle.

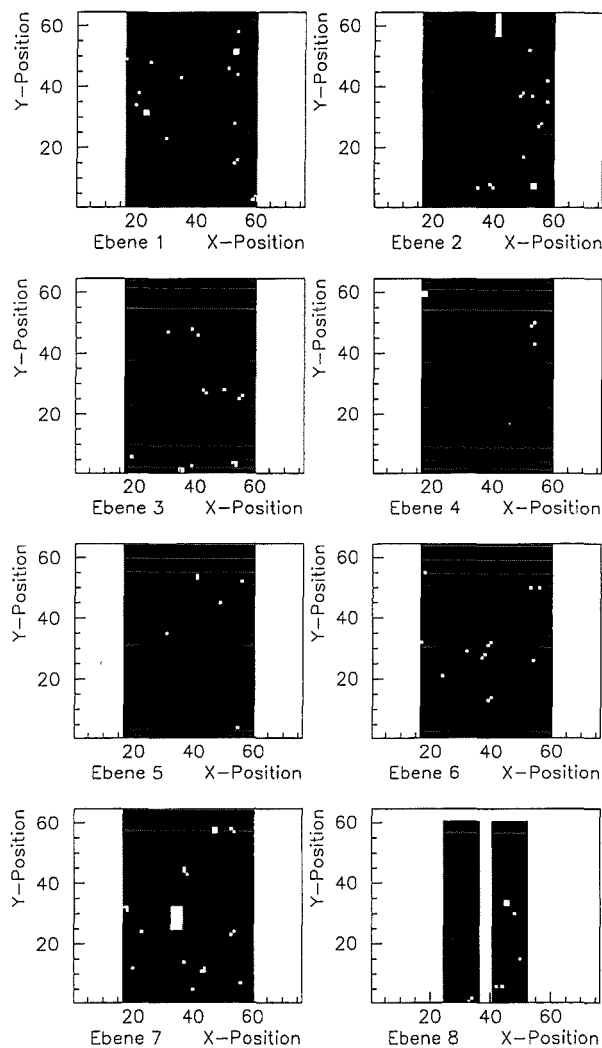


Abbildung 6.3: Kanäle mit Signalen in den einzelnen TMS Ebenen bei einem typischen Meßlauf.

Auftrefforte der rekonstruierten Hadronen

Die Stabilität der Signale zeigt sich auch in der Verteilung der rekonstruierten Auftrefforte der Hadronen, die praktisch gleichverteilt ist. Sie ist in Abbildung 6.4 dargestellt und ergibt, daß die Hadronen gleichmäßig über das Kalorimeter rekonstruiert werden.

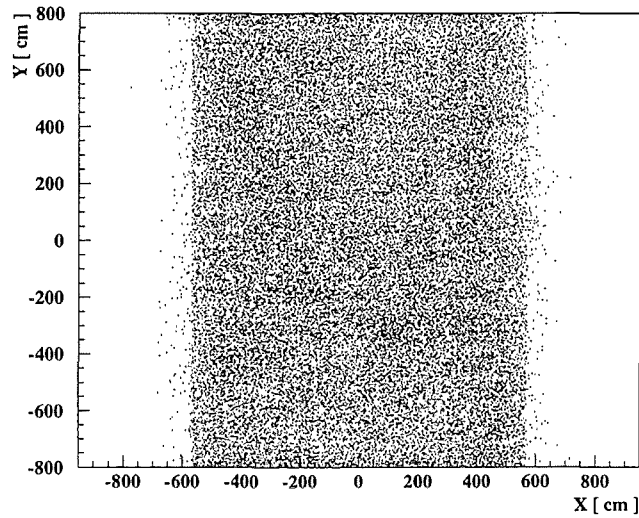


Abbildung 6.4: Verteilung der rekonstruierten Auftrefforte der Hadronen auf das Kalorimeter.

Zenitwinkel der rekonstruierten Hadronen

Der Zenitwinkel, unter dem die Schauer am häufigsten am Erdboden auftreffen, liegt bei etwa 21° . Dies liegt daran, daß mit wachsendem Zenitwinkel der relevante Raumwinkel zunimmt, die Intensität wegen der steigenden Dicke der Atmosphäre jedoch abnimmt. In Abbildung 6.5 ist die Verteilung der Winkel der gemessenen Hadronen dargestellt.

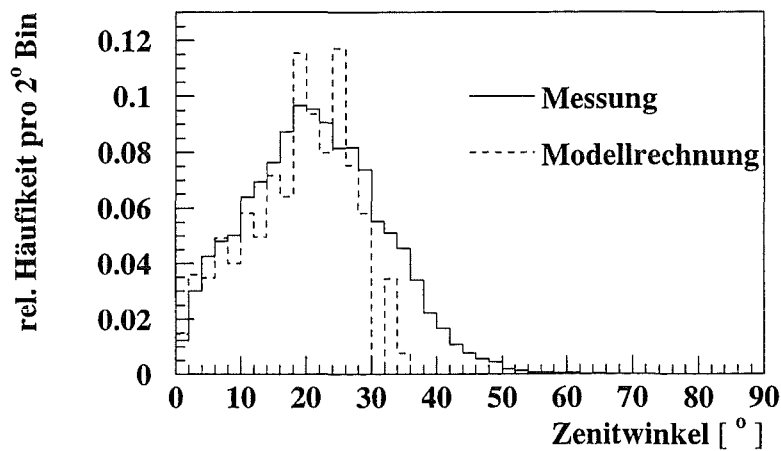


Abbildung 6.5: Verteilung der rekonstruierten Zenitwinkel der Hadronen.

Wie erwartet liegt das Maximum der Verteilung bei etwa 21° . Zum Vergleich mit dem Modellspektrum wurde die gemessene Verteilung auf die Zahl der Ereignisse mit einem Winkel $< 30^\circ$ normiert. Im Rahmen der statistischen Schwankungen findet man bis zu einem Winkel von 30° eine gute Übereinstimmung mit der normierten Verteilung, wie sie sich aus dem Modellspektrum unter Berücksichtigung der Hadronrekonstruktion ergibt. Bei Winkeln $> 30^\circ$ bricht die Modellverteilung ab.

6.2.3 Zeitliche Signalstabilität

Die Rate, mit der Hadronen rekonstruiert werden konnten, war weitestgehend konstant und schwankte praktisch nur in Korrelation mit der Triggerrate, was Abbildung 6.1 zu entnehmen ist. Dies deutet daraufhin, daß das Kalorimeter zeitlich stabile Signale zeigt. Dieses Verhalten wird im folgenden detaillierter untersucht.

Hadronische Energiesumme im TMS

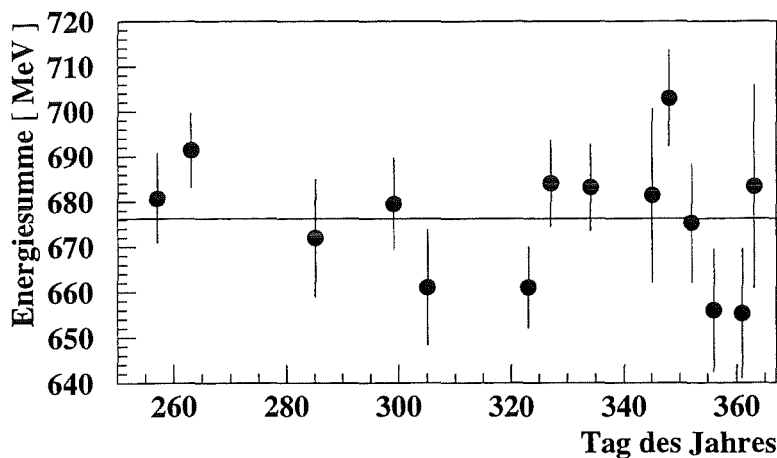


Abbildung 6.6: Gemessene mittlere Summe der hadronischen Energiedeposition in den Ionisationskammern pro Ereignis während der Meßzeit.

Eine Möglichkeit, die Eichung der größeren Signale der Ionisationskammern zu kontrollieren, besteht darin, die gemessene deponierte Energie der Hadronen in Ereignissen zu überprüfen, in denen Hadronen nachgewiesen wurden. In Abbildung 6.6 ist die mittlere Summe der hadronischen Energiedeposition pro Ereignis in Meßläufen zu verschiedenen Zeiten aufgetragen. Im Rahmen der statistischen Fehler sind die Signale konstant, und die mittlere hadronische Energiesumme liegt bei 676.3 MeV .

Restenergie im TMS

Die Energieeinträge von Kanälen, die keinem rekonstruierten Hadron zugeordnet werden konnten, sind ein Maß für deren elektronisches Rauschen. Bei der gewählten Nullpunkts-

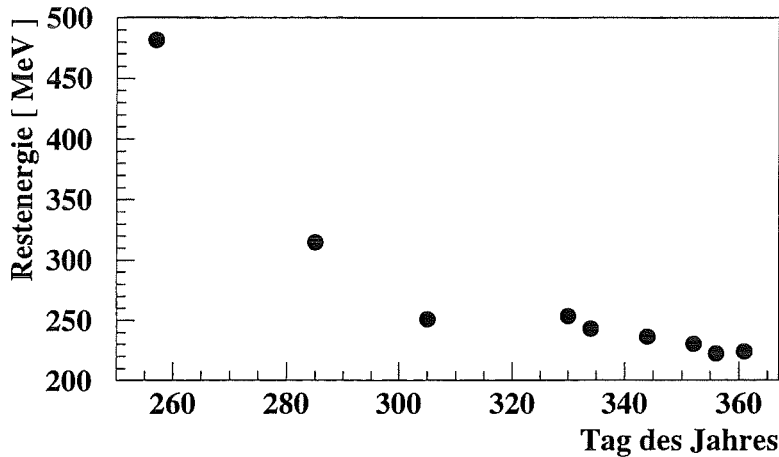


Abbildung 6.7: Restenergie in den Ionisationskammern pro Ereignis während der Meßzeit.

unterdrückung würde man bei rein normalverteiltem Rauschen etwa 50 ansprechende Kanäle pro Ereignis erwarten, die jeweils eine Pulshöhe haben, die etwa 2 MeV Energiedeposition entspricht. Hinzu kommen Signale von Myonen und einige Kanäle mit hadronischer Energiedeposition, die nicht rekonstruiert wurde, da sie zu niederenergetischen Hadronen gehört oder knapp unter der Sammelschwelle von 2 MeV liegt. Diese nach der Hadronrekonstruktion noch im Kalorimeter zu findende Restenergie pro Ereignis ist in Abbildung 6.7 wiedergegeben. Sie war zu Beginn der Meßzeit wesentlich größer, da einige Kanäle ein größeres Rauschen zeigten, was sich aber im Laufe der Zeit beruhigte. Die gegen Ende der Meßperiode gemessene Restenergie von etwa 220 MeV spricht dafür, daß das Kalorimeter sehr stabile Signale zeigt. Die unruhigen Kanäle beeinflussten nicht die rekonstruierte Energie der Hadronen, da die in Abbildung 6.6 dargestellte hadronische Energiesumme in den TMS-Kammern konstant war. Dies zeigt, daß die Korrektur unruhiger Kanäle gut funktioniert.

Zahl der korrigierten Kanäle

Wie viele Kanäle jeweils zu korrigieren waren, zeigt die Abbildung 6.8. Ihre Zahl nahm im Laufe der Zeit ab, insbesondere auch deshalb, da besonders unruhige Kanäle mit zunehmender Betriebsdauer repariert wurden, soweit dies möglich war.

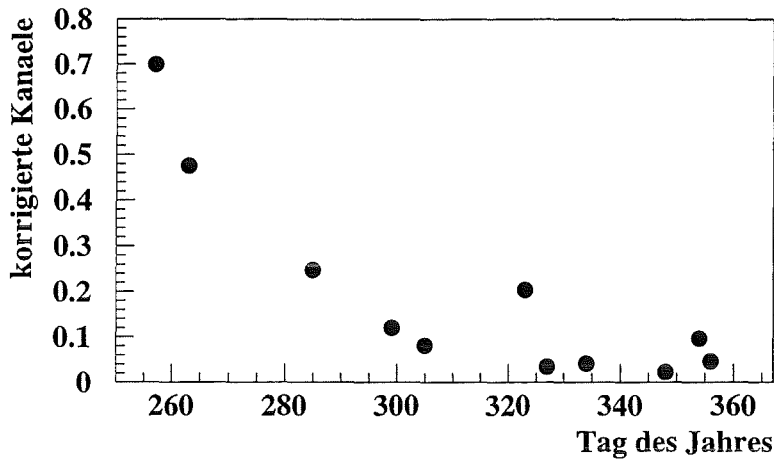


Abbildung 6.8: Mittlere Anzahl der pro Ereignis korrigierten Kanäle während der Meßzeit.

6.3 Korrelation mit anderen Detektorkomponenten

Mit dem Kalorimeter können auch Größen von Schauern gemessen werden, die mit den anderen Komponenten des KASCADE Experimentes bestimmt werden. Zur Überprüfung der Konsistenz der Ergebnisse der Rekonstruktionsverfahren wurden folgende Vergleiche durchgeführt.

6.3.1 Richtung der Myonen

Mit den Vieldrahtproportionalkammern werden die Myonspuren vermessen und ihre Richtung mit einer Ungenauigkeit von etwa 1.5° festgelegt. Diese Spuren können deshalb dazu verwendet werden, die Rekonstruktion der Richtungen der Hadronspuren zu testen. In Abbildung 6.9 ist für einen Meßlauf die Verteilung der Winkel zwischen der mittleren Richtung der Myonen und der der Hadronen pro Ereignis aufgetragen. Das Maximum der Verteilung liegt bei etwa 6° . Dieser wahrscheinlichste Winkel zwischen den beiden Richtungen ist mit der in Kapitel 5.2.6 behandelten Winkelungenauigkeit bei der Rekonstruktion der Hadronspuren im 100 GeV Bereich konsistent.

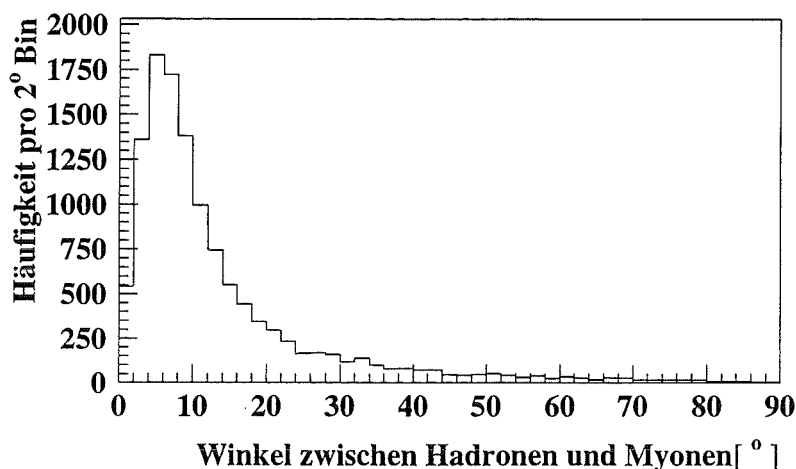


Abbildung 6.9: Verteilung der Winkel zwischen der mittleren Richtung der Hadronen und Myonen.

6.3.2 Richtung der elektromagnetischen Schauerkomponente

Für Ereignisse, bei denen der Schauer so groß war, daß eine NKG Anpassung der elektromagnetischen Komponente, wie sie mit dem Array gemessen wurde, möglich ist, wurde die mittlere Richtung der Hadronen mit der der Elektronen und Photonen des Luftschauers verglichen. Da die Winkelungenauigkeit des Arrays bei weniger als 1° liegt, wird die

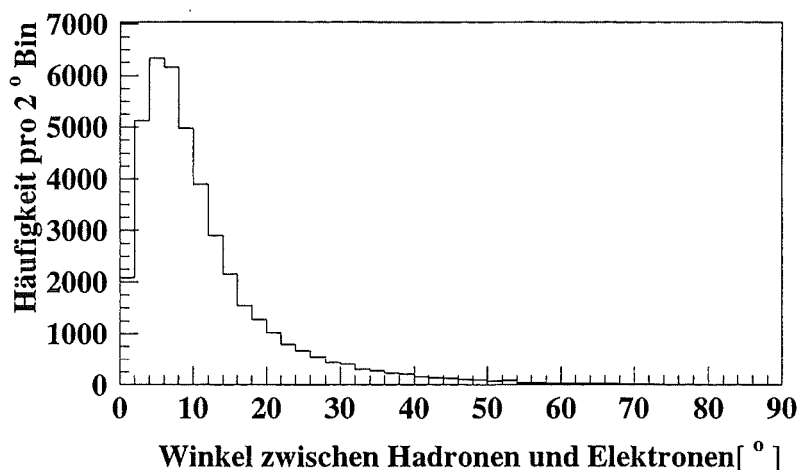


Abbildung 6.10: Verteilung der Winkel zwischen der mittleren Richtung der Hadronen und Elektronen beziehungsweise Photonen.

Winkelabweichung zwischen den beiden Komponenten im wesentlichen durch die Ungenauigkeit der Winkelmessung bei den Hadronen bestimmt. Die Verteilung der Winkel zwischen den rekonstruierten Richtungen der beiden Komponenten ist in Abbildung 6.10 für alle ausgewerteten Ereignisse dargestellt. Die wahrscheinlichste Abweichung der Richtungen liegt wie beim Vergleich mit den Myonrichtungen bei etwa 6° und entspricht der Ungenauigkeit bei der Hadronrekonstruktion.

6.3.3 Rekonstruierte Lage des Schauerzentrums

Bei höherenergetischen Ereignissen kann in der obersten Ebene des Kalorimeters die Lage des elektromagnetischen Schauerkernes bestimmt werden. So rekonstruierte Positionen sind als Beispiel in Abbildung 6.11 für einen Meßlauf dargestellt, bei dem von insgesamt 530000 Ereignissen bei 221 die Rekonstruktion des Schauerkernes durchgeführt werden konnte. Man sieht, daß sie sich gleichmäßig über das Kalorimeter verteilen. Die vom Kalorimeter bestimmten Schauerzentren wurden mit der bei ausreichender Schauergröße meßbaren Lage des Kernes aus der NKG Anpassung der elektromagnetischen Komponente verglichen, wie sie mit dem Array gemessen wurde.

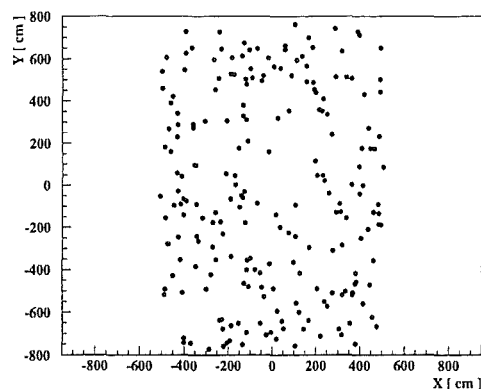


Abbildung 6.11: Lage des elektromagnetischen Schauerkernes im Kalorimeter.

Die Verteilung des Abstandes der beiden unterschiedlich ermittelten Positionen ist in Abbildung 6.12 für alle ausgewerteten Ereignisse dargestellt, bei denen der Abstand des NKG Zentrums zur Mitte des Kalorimeters kleiner als 10 m ist. Die letzte Bedingung ist nötig, da bei sehr hochenergetischen Schauern oberhalb von 10^{15} eV auch Ausläufer der elektromagnetischen Komponente sowie höherenergetische Hadronen die Bedingungen erfüllen können, die bei der Bestimmung des elektromagnetischen Zentrums mittels des Kalorimeters gefordert werden. Der wahrscheinlichste Abstand beträgt etwa 250 cm , was unter Berücksichtigung des Fehlers der Lage des elektromagnetischen Kernes von etwa 70 cm konsistent ist mit der Ungenauigkeit von 220 cm , mit der mittels der NKG Anpassung die Position von Schauern einer Größe von etwa 25000 Elektronen bestimmt werden kann [WET96].

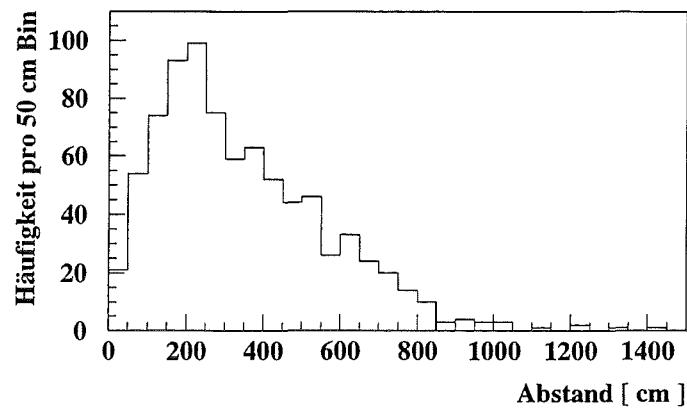


Abbildung 6.12: Abstand des elektromagnetischen Schauerkeres vom NKG Zentrum.

Die Verteilung der Größe dieser zentral ins Kalorimeter treffenden Schauer ist in Abbildung 6.13 dargestellt. Ihre Größe liegt im wesentlichen an der unteren Schwelle von etwa 15000 Elektronen, bei der es im Array noch genügend Detektoren mit Meßwerten für eine NKG-Anpassung gibt.

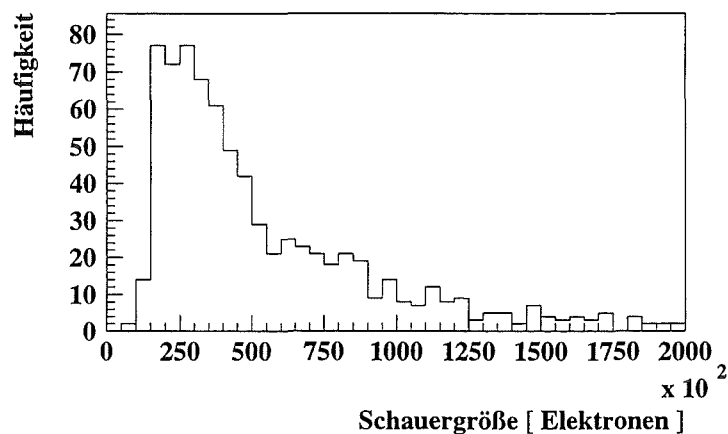


Abbildung 6.13: Größe der gemessenen zentral auftreffenden Schauer.

Kapitel 7

Ergebnisse

Im folgenden werden die gemessenen Hadronspektren dargestellt. Anschließend werden die gemessene Rate der Schauer, in denen Hadronen rekonstruiert werden konnten, sowie die Energieverteilung dieser Hadronen mit den Ergebnissen aus Modellrechnungen verglichen. Dabei wird der Einfluß verschiedener Modelle der hadronischen Wechselwirkung auf die Beschreibung der Meßdaten dargelegt und diskutiert.

7.1 Multiplizitätsverteilung der Hadronen

Bei den gemäß Kapitel 6.1 ausgewählten 180 000 Ereignissen wurden im Mittel 1.61 Hadronen oberhalb einer Schwelle von 20 GeV rekonstruiert. Es handelt sich dabei im wesentlichen um kleinere Luftschauer, die die in Abschnitt 4.3 behandelte Triggerbedingungen von 8 angesprochenen Zählern erfüllten. Bei den höchstenergetischen Luftschauern wurden bis zu 200 Hadronen oberhalb dieser Schwelle gefunden. Die Verteilung der gemessenen Hadronzahl in jeweils einem Luftschauerereignis ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Das steil abfallende primäre Spektrum zeigt seinen Einfluß, und in der doppeltlogarithmischen Darstellung ist der Index der Multiplizitätsverteilung als Steigung einer Geraden gut zu erkennen. Aus einer Anpassung eines Potenzgesetzes an die Verteilung zwischen einer Multiplizität von 2 und 50 ergibt sich $\delta_{gem} = 2.99 \pm 0.10$, d.h. der Abfall im gemessenen Multiplizitätsspektrum ist etwas steiler als der Abfall der primären Strahlung mit ihrer Energie. Dies läßt sich dahingehend interpretieren, daß kleine Multiplizitäten auch durch höherenergetische Luftschauer erzeugt werden, die nicht zentral ins Kalorimeter treffen. Treffen sie andererseits zentral auf, dann können nicht mehr alle niederenergetischen Hadronen an der Schwelle rekonstruiert werden. Dieser Effekt wird in Kapitel 7.4.1 im Zusammenhang mit der Lateralverteilung noch näher untersucht.

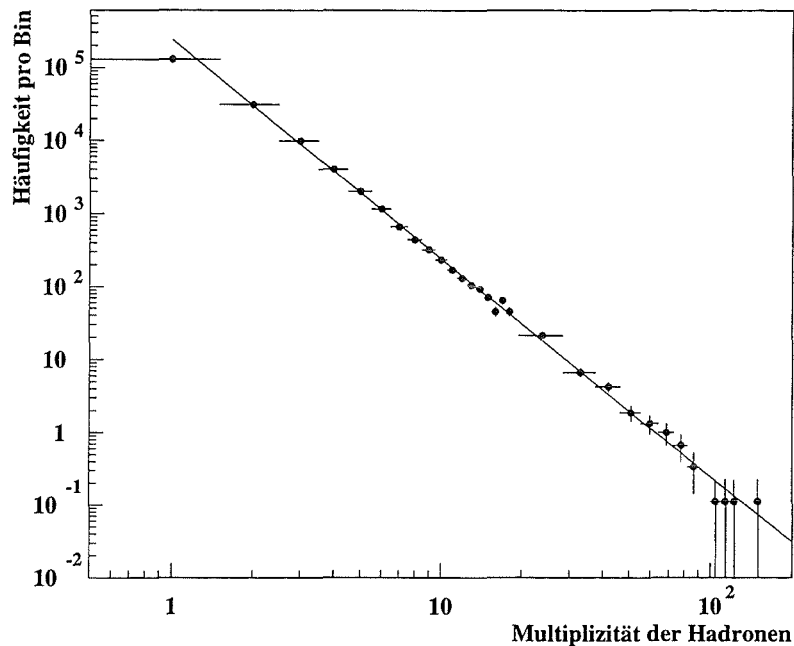


Abbildung 7.1: Häufigkeit der Multiplizität der Hadronen in Luftschauerereignissen mit der Bedingung von mindestens acht angesprochenen Triggerzählern für 180 000 Schauer. Die Gerade gibt einen Abfall mit einer Potenz von -2.99 wieder.

7.2 Verteilung der hadronischen Energiesumme

Die Energiesumme der Hadronen in einem Luftschauer korreliert mit der Primärenergie des einfallenden Teilchens. Deshalb erwartet man in der Verteilung der hadronischen Energiesumme einen starken Einfluß des Abfalls des primären Spektrums. Eine Anpassung an die in Abbildung 7.2 dargestellte gemessene Verteilung ergibt einen Index von $\delta_{gem} = 2.62 \pm 0.09$. Er ist vergleichbar mit dem Wert von $\delta = 2.67 \pm 0.02$, der aus einer Anpassung verschiedener direkter Messungen der kosmischen Strahlung unterhalb von 10^{14} eV für alle ihre Kerngruppen erhalten wurde [WIE94]. Im Rahmen der statistischen Fehler ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

Bei Energien oberhalb von 20 TeV deutet sich ein stärkerer Abfall der Energiesumme an. Dies könnte damit zusammenhängen, daß Luftschauer mit solchen hadronischen Energien höherenergetisch sind und die Lateralverteilung der Hadronen so breit wird, daß nicht mehr alle Hadronen im Kalorimeter erfaßt werden können. Die höchste gemessene hadronische Energiesumme in einem Luftschauer liegt bei 220 TeV.

Bei der Bestimmung des Spektralindex wurden nur die Meßwerte oberhalb von 400 GeV berücksichtigt, da Luftschauer, die zu diesen Energien führen, so groß sind, daß für sie die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems bei der gewählten Triggerbedingung

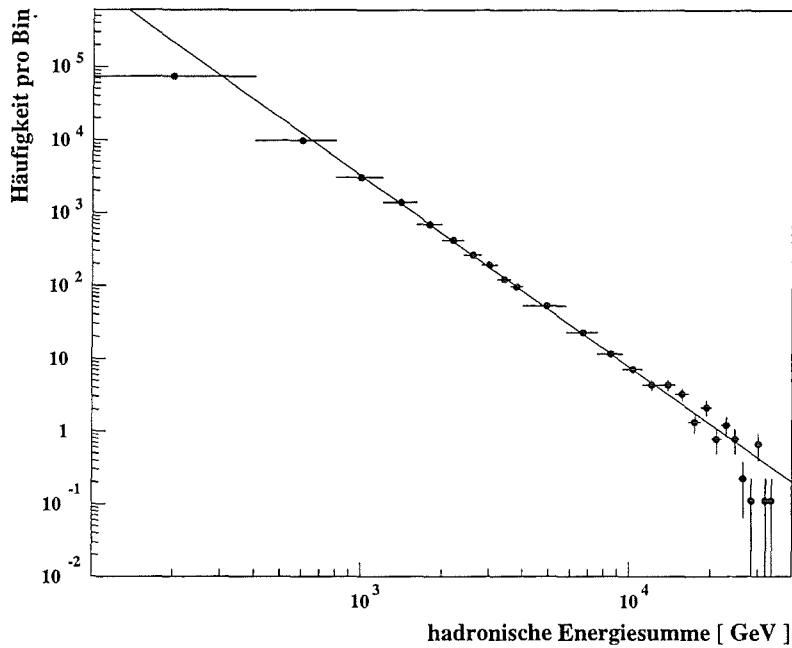


Abbildung 7.2: Häufigkeit der Summe der Hadronenergien in Luftschauerereignissen mit mindestens acht angesprochenen Triggerzählern für 180 000 Schauer. Die Gerade gibt einen Abfall mit einer Potenz von -2.62 wieder.

bereits 100 % beträgt. Dies ist gut in Abbildung 7.3 zu ersehen, in der der niederenergetische Teil der hadronischen Energiesumme bis 2 TeV aufgetragen ist. Man erkennt bei etwa 400 GeV die Abweichungen vom Potenzgesetz auf Grund der reduzierten Triggerwahrscheinlichkeit.

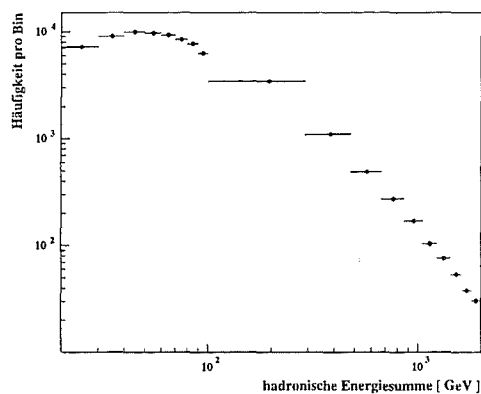


Abbildung 7.3: Summe der gemessenen Hadronenergien pro Luftschauerereignis im Bereich der Ansprechschwelle.

7.3 Energieverteilung der Hadronen

Die Verteilung der Energie der Hadronen in den gemessenen Luftschauern ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Das höchstenergetische Hadron hatte 51.5 TeV . Der Abfall der Verteilung

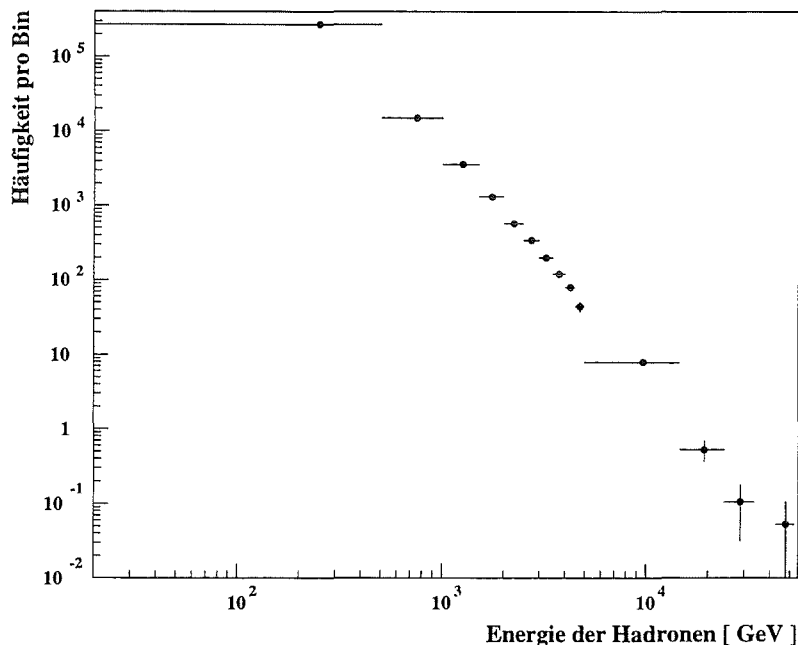


Abbildung 7.4: Häufigkeit der Hadronen in Abhängigkeit ihrer Energie in Luftschauerereignissen mit mindestens 8 angesprochenen Triggerzählern für 180 000 Ereignisse.

zu höheren Energien läßt sich nicht durch ein Potenzgesetz beschreiben. Dies deutet darauf hin, daß die Energieverteilungen der Hadronen in Luftschauern unterschiedlicher Energie nicht einfach bezüglich der Häufigkeit skalieren. Ein Vergleich der gemessenen Energieverteilung der Hadronen mit Modellspektren im Energiebereich unter 2 TeV folgt in Kapitel 7.5.1.

7.4 Laterale Verteilungen der Hadronen

Für Schauer, bei denen mit der obersten Ebene des Kalorimeters die Lage des elektromagnetischen Schauerzentrums bestimmt werden konnte, wurde anhand der gemessenen Hadronen ihre Lateralverteilung sowie ihr lateraler Energiefluß bestimmt. Schauer wurden allerdings nur verwendet, wenn auch mittels der Rekonstruktion des Arrays ihre Position bestimmt werden konnte und diese näher als 10 m am Zentrum des Kalorimeters lag, so

daß die Lage des Schauerkernelles ohne systematische Fehler, wie in Kapitel 6.3.3 dargelegt,

	N_e -Intervall	$\langle N_e \rangle$	Zahl der Schauer
I ₁	$N_e < 25\,000\ e^-$	19080	167
I ₂	$25\,000\ e^- \leq N_e < 100\,000\ e^-$	50440	499
I ₃	$N_e > 100\,000\ e^-$	249400	163

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der gemessenen Schauer unterschiedlicher Größe.

durch das Kalorimeter ermittelt werden konnte. Zusätzlich wurden die Schauer in drei Intervalle entsprechend ihrer Größe N_e eingeteilt. In Tabelle 7.1 sind diese Intervalle, die mittlere erhaltene Schauergröße $\langle N_e \rangle$, sowie die Zahl der jeweils gemessenen Schauer aufgelistet. Die Anzahl der kleinsten Schauer ist geringer als die Zahl der Schauer im mittleren Intervall, da eine Größe von 25 000 Elektronen bereits sehr nahe an der Schwelle der gegenwärtigen Rekonstruktionsverfahren des Arrays von etwa 15 000 Elektronen liegt, wie in Abbildung 6.13 gezeigt.

7.4.1 Lateralverteilung der Hadronen

Die Lateralverteilungen sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Im inneren Bereich des Schauerkernelles läßt sich der Abfall der Hadrondichte mit zunehmendem Abstand zum Zentrum in guter Näherung durch die Anpassung einer Exponentialfunktion beschreiben. Dieses Verhalten zeigen auch die berechneten Lateralverteilungen, wie sie in Abbildung 4.7 dargestellt sind. Allerdings sind dabei die absoluten Skalen nicht vergleichbar, da die Schwellenenergie der betrachteten Hadronen in der Simulation bei 2 GeV liegt und die höchste Primärenergie $1.3 \cdot 10^{14}\ eV$ ist. Bei der Messung dagegen werden nur Hadronen oberhalb von 20 GeV erfaßt, und auf Grund der Schwelle des Arrays liegen auch die Primärenergien der Schauer über $10^{14}\ eV$.

Zum Vergleich der vorliegenden Messungen wurden in Abbildung 7.5 auch die Meßwerte eines indischen Luftschauer Experimentes in Ooty [VAT73] für die Lateralverteilung der Hadronen oberhalb von 50 GeV eingetragen. Bei diesem Experiment, das bei einer Atmosphärendicke von $800\ gcm^{-2}$ durchgeführt wurde, wurde eine $3\ m^2$ große Nebelkammer verwendet, die mit Eisenplatten einer gesamten Dicke von 2.2 hadronischen Wechselwirkungslängen bestückt war. Die mittlere Größe der von diesen Autoren gemessenen Schauer entspricht mit $\langle N_e \rangle = 250\,000$ der Größe der vorliegenden gemessenen Schauer im Intervall I₃. Auf Grund von Untersuchungen von Greisen [GRE60] sollte bei vorgegebener Schauergröße die hadronische Komponente des Schauers weitestgehend unabhängig von der Höhe des Beobachtungsniveaus sein, weshalb die Daten vergleichbar sein sollten. Wegen der höheren Energieschwelle der berücksichtigten Hadronen liegen die Werte der lateralen Hadrondichte dieser Autoren etwas tiefer als die vorliegenden Messungen.

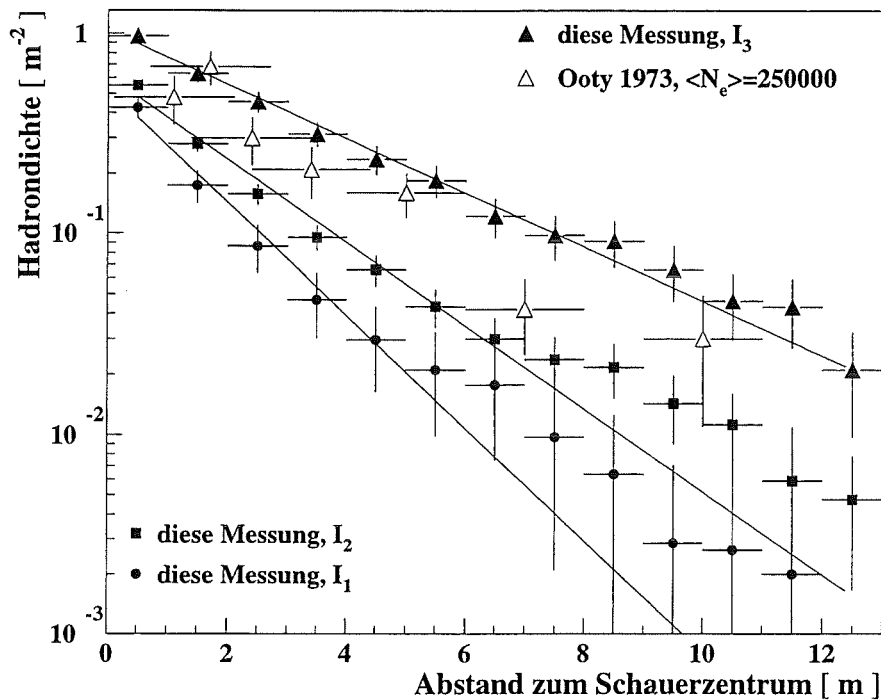


Abbildung 7.5: Gemessene Lateralverteilung der Hadronen oberhalb von 20 GeV im Kern von Luftschauern verschiedener Größe. Die Geraden geben exponentielle Anpassungen wieder.

Die gemessenen Laterallverteilungen deuten ein Abflachen des Abfalls der Hadronendichte bei größeren Abständen an. Es wäre vorstellbar, daß dieser Effekt teilweise darauf zurückzuführen ist, daß im Zentrum hochenergetischer Schauer im PeV Bereich nicht mehr alle niederenergetischen Hadronen getrennt rekonstruiert werden können. Deshalb wurde ein möglicher Einfluß der Rekonstruktion anhand mit CORSIKA(VENUS) berechneter Luftschauer näher untersucht. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 7.6. Eingetragen sind die Laterallverteilungen der tatsächlich einfallenden Hadronen oberhalb von 2 GeV mit offenen Symbolen, sowie die daraus rekonstruierten Dichten der Hadronen oberhalb 20 GeV mit ausgefüllten Symbolen. Dabei wurde in beiden Fällen das Zentrum des Schauers nach der oben beschriebenen Methode bestimmt. Die betrachteten Schauer wurden von Protonen ausgelöst, die unter einem Zenitwinkel von 22° einfallen. Um das Größenintervall I_1 zu untersuchen, wurde eine Schauerenergie von $2.5 \cdot 10^{14}$ eV gewählt, welche zu einer mittleren rekonstruierten Größe von 17040 Elektronen führt. Im Intervall I_3 wurden im Mittel 180300 Elektronen rekonstruiert, wobei die Primärenergie bei 10^{15} eV lag.

In der Nähe des Zentrums im Bereich < 1 m ist ein möglicher Verlust an Hadronen durch die Rekonstruktion zu beobachten. Bei den höherenergetischen Schauern im Intervall I_3 ist dieser Effekt stärker ausgeprägt als bei den niederenergetischen in I_1 . Bei größeren Abständen steigt der relative Verlust erneut an, da die höherenergetischen und damit

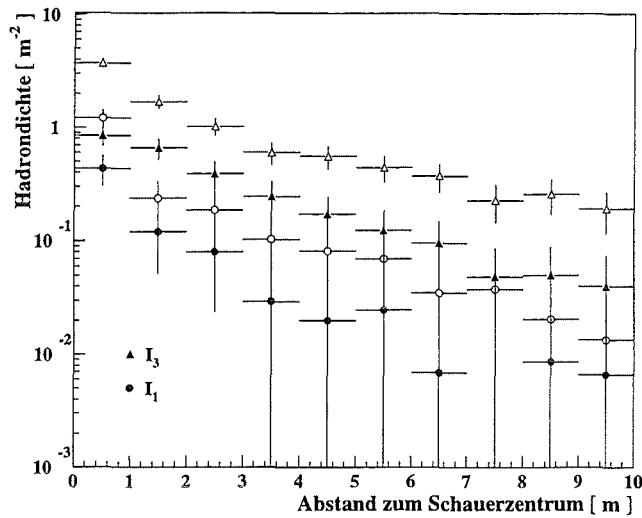


Abbildung 7.6: Einfluß der Hadronrekonstruktion auf die Bestimmung der Lateralverteilung bei Luftschauern verschiedener Größe. Die Lateralverteilungen der Hadronen über 2 GeV sind durch offene Symbole dargestellt, die rekonstruierten Verteilungen für Hadronen oberhalb 20 GeV durch ausgefüllte. Es handelt sich um Simulationsrechnungen mit CORSIKA(VENUS) für Proton-Schauer.

rekonstruierbaren Hadronen vorwiegend bei kleinen Abständen zu finden sind. Vergleicht man die gemessenen Verteilungen mit den simulierten, ergibt sich, daß die absoluten Größen der rekonstruierten Hadronendichten bei den Modellrechnungen etwas weniger als 10 % unter den gemessenen liegen. Dennoch ist die Übereinstimmung auch in der Form der Verteilungen im Rahmen der Fehler gut, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß die mittleren Schauergrößen der simulierten Schauer kleiner sind als bei den Messungen.

Somit sprechen die vorliegenden Meßergebnisse für ein Abflachen der Lateralverteilung bei höherenergetischen Luftschauern. Dies wurde auch von anderen Experimenten beobachtet. Über die in Abbildung 7.5 eingezeichneten Anpassungen von Exponentialfunktionen für die Dichte $\rho_h \sim \exp(-r/R)$ ergeben sich aus den vorliegenden Meßpunkten folgende mittleren lateralen Ausdehnungen R des hadronischen Schauerkernes bei den drei betrachteten Schauergrößen:

$$R_{I_1} = (1.5 \pm 0.1) \text{ m}$$

$$R_{I_2} = (2.1 \pm 0.1) \text{ m}$$

$$R_{I_3} = (3.2 \pm 0.2) \text{ m}$$

Daraus ergibt sich ein Verhältnis von $R_{I_3}/R_{I_2} \approx 1.5$. Ein ähnliches Abflachen wurde in Messungen von *Acton et al.* [ACT90] beobachtet, die praktisch auf gleicher Höhe ü. N.N. wie KASCADE stattfanden. Aus den Meßdaten dieser Autoren für Hadronen oberhalb von 10 GeV ergibt sich im Abstandsbereich bis 10 m ein Verhältnis von $R_{I_3}/R_{I_2} \approx 1.4$. Im Vergleich zu älteren CORSIKA Rechnungen liegen die Meßpunkte dieser Autoren für die Hadronendichte aber um einen Faktor 4 zu hoch [GAB92]. Auch die Lateralverteilungen von

hochenergetischen Hadronen im TeV -Bereich, die auf einer Höhe entsprechend 690 gcm^{-2} beim Tien-Shan Experiment gemessen wurden [DAN85], zeigen das Abflachen mit wachsender SchauergroÙe. Die Autoren erhalten eine erhebliche Diskrepanz zwischen ihren Messungen und Berechnungen. Dies wurde als Anzeichen eines unerwarteten starken Anstiegs harter Prozesse und als Hinweis auf ein entstehendes Quark-Gluon-Plasma gedeutet. Dagegen ist die Interpretation der vorliegenden MeÙdaten im Rahmen des CORSIKA Programmes mit dem detaillierteren Modell VENUS möglich. Werden alle Detektor- und Rekonstruktionseffekte berücksichtigt, so ist das Abfallen der lateralen Verteilung bei höheren Energien im Rahmen der bekannten Physik erklärbar.

Die vorliegenden Messungen der Lateralverteilung der Hadronen im TeV -Bereich stimmen gut mit denen des Tien-Shan Experimentes überein. Dies zeigt Abbildung 7.7, in der die Dichte der Hadronen oberhalb von 1 TeV zusammen mit den MeÙwerten des Tien-Shan Experimentes für Hadronen im Energieintervall von 1 bis 10 TeV dargestellt ist.

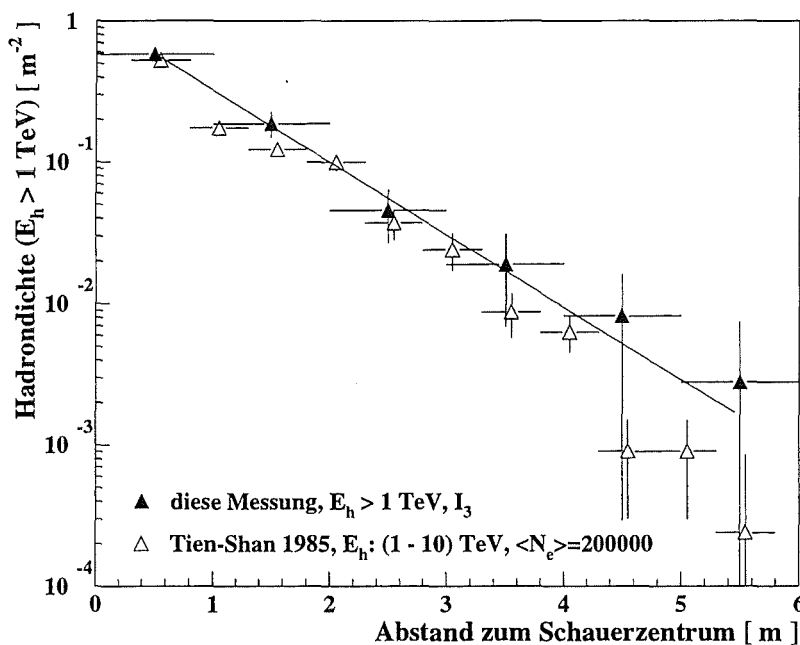


Abbildung 7.7: Lateralverteilung von hochenergetischen Hadronen im TeV -Bereich im Kern von Luftschauern. Die Gerade gibt eine exponentielle Anpassung an vorliegende MeÙpunkte wieder.

7.4.2 Lateraler hadronischer Energiefluß

Beim gemessenen lateralen Energiefluß sollte es wegen des relativ geringen Beitrags von niederenergetischen Hadronen zur Energiesumme, wie in Kapitel 4.3.3 dargelegt, keinen

großen Effekt der Hadronrekonstruktion geben, wie er oben im Zusammenhang mit der Lateralverteilung diskutiert wurde. Dies zeigen die in Abbildung 7.8 dargestellten Messungen des lateralen hadronischen Energieflusses. Auch nahe des Schauerzentrums skaliert der Energiefluß direkt mit der mittleren Schauergroße. Bei größeren Abständen deutet sich jedoch mit zunehmender Schauergroße ein schwächer werdender Abfall mit wachsender Entfernung vom Zentrum an.

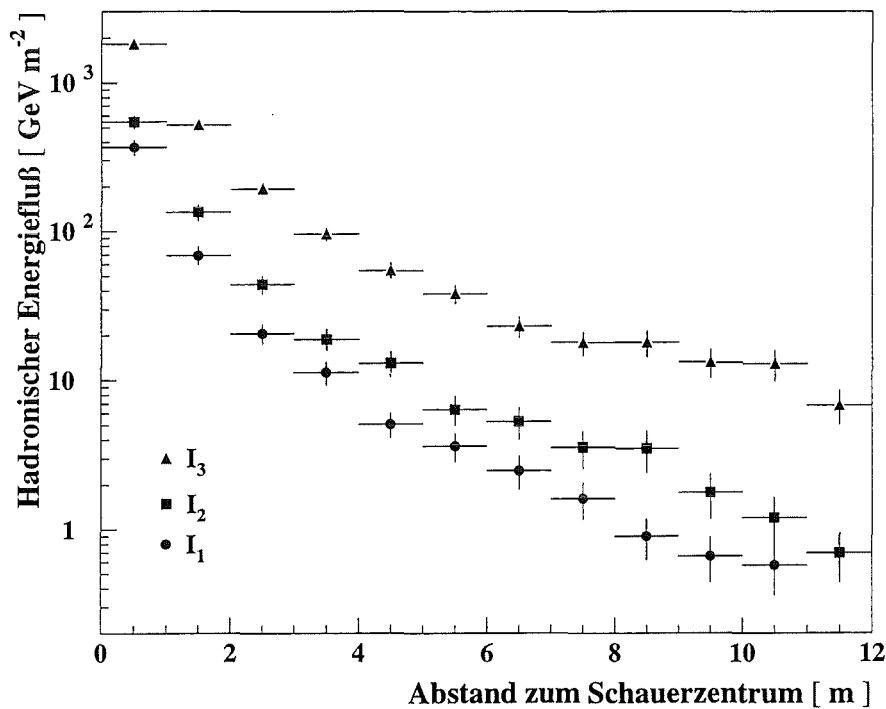


Abbildung 7.8: Gemessener lateraler hadronischer Energiefluß im Kern von Luftschauern verschiedener Größe. Die betrachteten Größenintervalle I_1 bis I_3 sind in Tabelle 7.1 aufgelistet.

7.5 Vergleich mit Modellrechnungen

7.5.1 Energieverteilung der Hadronen

Die Primärenergien der meisten Luftschauer, deren Hadronen Energien im Bereich unter 1 TeV haben, liegen in der Nähe der Triggerschwelle oberhalb von wenigen TeV . In Abbildung 7.9 ist die gemessene Energieverteilung der Hadronen unterhalb 2 TeV zusammen mit den Verteilungen dargestellt, die sich unter Berücksichtigung der Trigger-

bedingung und Hadronrekonstruktion aus den Kalorimetersignalen für die berechneten Schauerspektren ergeben. Bei der Berechnung der Luftschauer wurde zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen sowohl das VENUS als auch das QGS Modell verwendet, wie in Kapitel 4.1 beschrieben. Die Meßdaten wurden nur für Schauer eingetragen, deren rekonstruierter Zenitwinkel kleiner als 30° ist, da die Modellspektren nur bis zu diesem Winkel berechnet wurden. Um zu gewährleisten, daß es sich bei den gemessenen

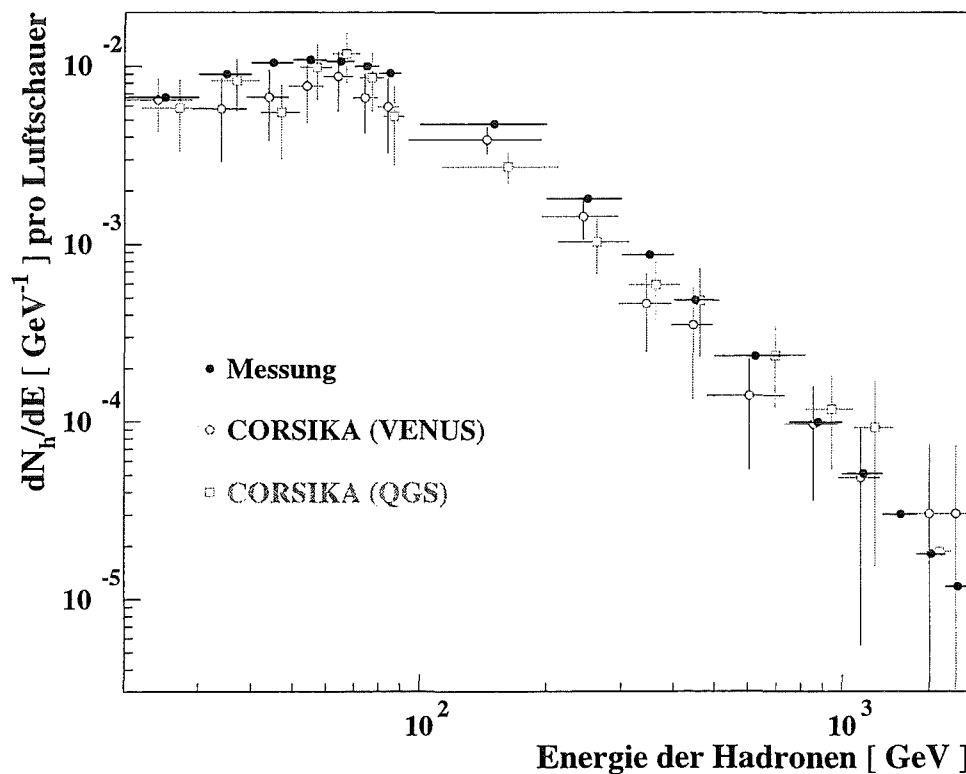


Abbildung 7.9: Vergleich der Verteilung der Energie der gemessenen Hadronen mit zwei Modellspektren mit unterschiedlichen Wechselwirkungsmodellen.

Ereignissen um niederenergetische Schauer handelt, wurde sich auf solche beschränkt, bei denen durch das Array eine Rekonstruktion der Schauergröße nicht möglich war.

Im Rahmen der statistischen Fehler der modellierten Energieverteilungen ergibt sich bezüglich der Form der Verteilungen eine gute Übereinstimmung mit der gemessenen Verteilung, bei der im dargestellten Energiebereich die Fehler von dN_h/dE kleiner sind als die Symbole. Im Bereich der Schwelle der Hadronrekonstruktion unter 100 GeV scheinen die QGS Daten näher an der gemessenen Verteilung zu liegen. Im höherenergetischen Bereich deutet sich eine bessere Übereinstimmung mit der Simulation mittels VENUS an. Das Energiespektrum der Hadronen gemäß der QGS Berechnung scheint härter zu sein. Jedoch kann bei den großen statistischen Fehlern der Modelldaten noch kein signifikanter Unterschied zwischen den Modellen festgestellt werden. Allerdings liegen die Werte beider

Modellrechnungen bei Hadronenergien unter 500 GeV niedriger als die Messungen. Durch Intergration der Verteilungen im dargestellten Energieintervall folgt aus den Meßdaten eine mittlere Hadronmultiplizität $M_h = 1.65 \pm 0.008$. Die Rechnungen mit VENUS ergeben $M_h = 1.23 \pm 0.25$, die mit QGS $M_h = 1.21 \pm 0.24$. Ein Grund für diese Abweichung könnte darin liegen, daß im Modellspektrum zu wenige Schauer oberhalb von 10^{13} eV berechnet worden sind. Dadurch könnten die Fluktuationen der Schauerentwicklung bei diesen Primärenergien nicht ausreichend modelliert worden sein.

7.5.2 Hadronrate

Die gemessene Rate von Schauern mit einem Zenitwinkel kleiner als 35° , in denen Hadronen rekonstruiert werden konnten, beträgt: $n_{h,gem} = (0.055 \pm 0.001) \text{ s}^{-1}$. Aus den Modellrechnungen mit VENUS folgt eine Rate von $n_{h,VENUS} = (0.142 \pm 0.015) \text{ s}^{-1}$. Mit QGS ergibt sich $n_{h,QGS} = (0.144 \pm 0.015) \text{ s}^{-1}$. Bezüglich der Hadronrate gibt es somit zwischen den beiden Modellen keinen Unterschied, ihre Abweichung zur Messung um einen Faktor ≈ 2.5 ist jedoch signifikant und kann nicht mit einem Einfluß des Luftdruckes erklärt werden, wie in Kapitel 6.1 dargelegt.

Ein möglicher Grund dafür könnte darin liegen, daß die Ereignisselektion wegen eines fehlerhaft modellierten Ansprechverhaltens des Triggers erheblich anders ist als im Experiment. Andererseits kann die in Kapitel 6.1 untersuchte Triggerrate durch VENUS Rechnungen mit einer Abweichung von 20 % gut wiedergegeben werden. Da zu diesem Vergleich jedoch eine Einschränkung des Winkelbereichs der Schauer mit Hilfe der gemessenen Myonen beziehungsweise Hadronen nötig ist, gibt es eine systematische Abhängigkeit von der verwendeten Modellrechnung. Dies belegen die QGS Rechnungen, die einen Wert von $n_{QGS} = (0.195 \pm 0.016) \text{ s}^{-1}$ für die Triggerrate ergeben und damit im Rahmen der statistischen Fehler mit der experimentell bestimmten übereinstimmen. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß die mit QGS berechneten Schauer im Mittel mehr Myonen enthalten als die mit VENUS berechneten. Dieser Unterschied beträgt beispielsweise bei triggernden Schauern des Protonspektrums 30 %.

Neben systematischen Effekten bei der Beschreibung des Triggerverhaltens oder der Luftschauer besteht die Möglichkeit, daß es einen Einfluß des Detektors, seiner Datenerfassung oder Analyse gibt. Daß Ereignisse bei der Datennahme verloren gehen, kann ausgeschlossen werden, denn es wurde geprüft, daß die Datennahme des Kalorimeters immer erfolgte, wenn die Triggerbedingung mit einem Szintillator der Triggerebene oberhalb der Hadronschwelle erfüllt war. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß einfallende höherenergetische Hadronen diese Schwelle überschreiten, liegt weit über 70 %. Aber auch bei der Rate der Schauer mit Hadronen oberhalb von beispielsweise 100 GeV gibt es eine ähnliche Diskrepanz zwischen der Messung und der Simulation. Bezüglich des Analyseprogrammes wurde durch individuelle visuelle Überprüfung von mehreren hundert Ereignissen mittels des Programmes zur graphischen Darstellung der rekonstruierten Spuren sichergestellt, daß keine Ereignisse unbegründet verloren gehen.

7.5.3 Modellvergleich

Nach den obigen Ausführungen scheint die große Abweichung der gemessenen Hadronrate von der modellierten nicht alleine auf unverstandene Schwelleneffekte der Triggerzähler zurückzuführen zu sein. Die beiden betrachteten Wechselwirkungsmodelle stimmen bezüglich der Energieverteilung der Hadronen, sowie ihrer Rate gut überein.

Einen Einfluß auf die beobachtbaren Teilchenzahlen, der nicht so stark vom Wechselwirkungsmodell abhängt, kann es aber auch in Folge theoretischer Unsicherheiten bei den benutzten inelastischen Wirkungsquerschnitten geben. In der Version von CORSIKA, die zur Berechnung der Schauer mit dem VENUS und QGS Modell benutzt worden war, wurden die gleichen inelastischen Wirkungsquerschnitte verwendet. Diese waren in der ursprünglichen Version von CORSIKA zusammen mit HDPM implementiert worden. Um Auswirkungen der benutzten Wirkungsquerschnitte untersuchen zu können, wird es in der neuesten Version 5.1 möglich sein, diejenigen Wirkungsquerschnitte zu verwenden, die von den Autoren der jeweiligen Wechselwirkungsmodelle berechnet wurden.

Diese Wirkungsquerschnitte, vor allem σ_{inel}^{h-Luft} , unterscheiden sich, wie bereits in Kapitel 2.3.2 dargelegt, erheblich voneinander. Die Wirkungsquerschnitte von HDPM sind die kleinsten, die von DPMJET die größten. Da der inelastische Wirkungsquerschnitt die freie Weglänge der Hadronen bestimmt, verschiebt sich die Höhe des Schauermaximums in der Atmosphäre. Die vorliegenden Messungen erfolgen aber erst bei 11 Wechselwirkungslängen weit nach dem Schauermaximum, weshalb sich ein erheblicher Einfluß auf die beobachtbaren Teilchenzahlen ergibt. Dies belegen Rechnungen für das Protonspektrum, die mit einer Testversion von CORSIKA 5.1 unter Verwendung des DPMJET und VENUS Modells mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten durchgeführt wurden. In Tabelle 7.2 sind die sich

Modell	P-Trigger [s^{-1}]	P-Trigger, $\theta < 24^\circ$ [s^{-1}]	Triggerrate, $\theta < 24^\circ$ [s^{-1}]	Hadronrate [s^{-1}]
VENUS, σ_{HDPM}	0.229 ± 0.020	0.109 ± 0.010	0.158 ± 0.015	0.142 ± 0.015
QGS, σ_{HDPM}	0.227 ± 0.020	0.125 ± 0.008	0.195 ± 0.016	0.144 ± 0.015
DPMJET, σ_{DPMJET}	0.051 ± 0.010	0.031 ± 0.008	$\sim 0.044 \pm 0.011$	$\sim 0.031 \pm 0.009$
VENUS, σ_{VENUS}	0.135 ± 0.013	0.069 ± 0.007	$\sim 0.099 \pm 0.010$	$\sim 0.077 \pm 0.012$
Messung	—	—	0.189 ± 0.001	0.055 ± 0.001

Tabelle 7.2: Zusammenstellung der Trigger- und Hadronraten nach Berechnungen unterschiedlicher Modelle.

ergebenden Raten im Vergleich zu den bereits behandelten Modellen und der Messung aufgelistet. Da die Proton-Schauer den größten Beitrag zur Triggerrate leisten, der bei etwa 70 % liegt, läßt sich die gesamte Triggerrate, die mit dem Experiment vergleichbar ist, sowie die Hadronrate aus den neuen Rechnungen für das Protonspektrum abschätzen. Diese Werte sind ebenfalls in Tabelle 7.2 eingetragen. Bei den DPMJET Rechnungen ist die gesamte Triggerrate mehr als viermal kleiner als die gemessene. Auch die Rate der Schauer mit Hadronen ist fast zweimal kleiner als die gemessene. Bei den Rechnungen mit den inelastischen Wirkungsquerschnitten des VENUS Modells ist die gesamte Triggerrate etwa zweimal kleiner als die gemessene, die Hadronrate ist größer, jedoch nur um 40 %.

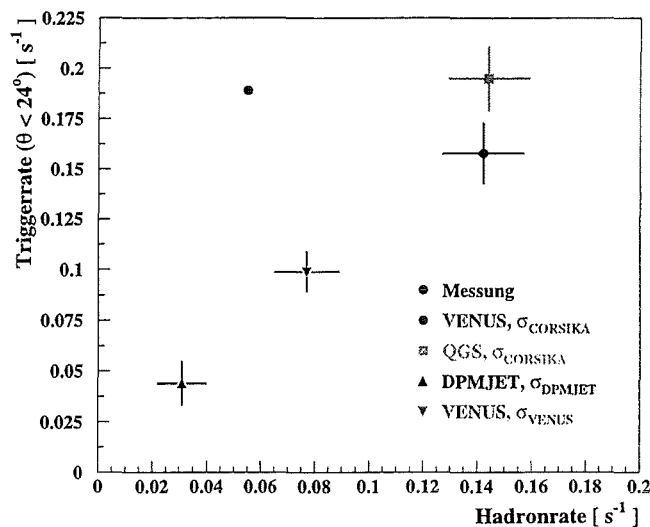


Abbildung 7.10: Gemessene Trigger und Hadronrate im Vergleich zu Werten aus Modellspektren mit unterschiedlichen Wechselwirkungsmodellen und Wirkungsquerschnitten.

In Abbildung 7.10 ist die Triggerrate gegenüber der Rate der Ereignisse mit Hadronen aufgetragen. Es zeigt sich, daß bei den unterschiedlichen Modellen die Triggerrate nicht im gleichen Verhältnis skaliert wie die Hadronrate. Die gemessene Rate der Schauer mit Hadronen kann durch die Modellrechnung mit VENUS Wirkungsquerschnitten besser wiedergegeben werden. Die mittlere Hadronmultiplizität in den triggernden Schauern mit Hadronen ergibt sich dabei zu $M_h = 1.30 \pm 0.26$. Allerdings gibt es bei diesen Rechnungen eine Diskrepanz zur Triggerrate um einen Faktor 2. Bezüglich der betrachteten Modelle beschreiben die Rechnungen mit DPMJET die Triggerraten am ungenauesten und zeigen auch bei der Hadronrate große Abweichungen. In diesem Programm sind die Teilchenzahlen auf Beobachtungsniveau unter anderem wegen der großen Wirkungsquerschnitte erheblich reduziert.

Ein weiterer Hinweis auf zu große Hadronzahlen in den Modellrechnungen mit HDPM Wirkungsquerschnitten zeigt sich auch in einem Vergleich der Messung unbegleiteter Hadronen mit Rechnungen einer älteren CORSIKA Version, in der die hadronischen Wechselwirkungen nach dem HDPM simuliert wurden [MIE94a]. Diese Beobachtungen sind konsistent damit, daß beispielsweise der in CORSIKA verwendete Proton-Luft-Wirkungsquerschnitt auch im Vergleich zu gemessenen Werten kleiner ist [KNA97]. Dabei ist aber anzumerken, daß die in der Literatur publizierten Wirkungsquerschnitte aus den Messungen modellabhängig gewonnen wurden.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen die starke systematische Abhängigkeit der Teilchenzahlen in Luftschauern und der sich daraus ergebenden Raten von den verwendeten Wirkungsquerschnitten auf. Letztliche Klarheit kann sich nur durch weitere Analysen der Messungen mit einem verbesserten Detektorverständnis sowie durch Vergleiche mit den Modellrechnungen ergeben. Dabei sollten zusätzliche Meßgrößen wie die Energiedeposi-

tion der elektromagnetischen Schauerkomponente einbezogen werden. Die dargestellten Untersuchungen zeigen jedoch das Potential auf, das sich durch die Messung der Hadronen bezüglich der Überprüfung der Programme zur Luftschauerberechnung und den dabei verwendeten Modellen der hadronischen Wechselwirkung ergibt.

7.6 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurden die ersten Messungen von Hadronen in ausgedehnten Luftschauern im Rahmen des KASCADE Experimentes untersucht und ausgehend von einem detaillierten Detektorverständnis mit Daten aus Modellrechnungen verglichen.

Das Hadron Kalorimeter war auf einer Fläche von etwa 200 m^2 mit Ionisationskammern bestückt und in Betrieb genommen worden. Die Signale der Kammern in den gemessenen Ereignissen wurden zum genauen Detektorverständnis detailliert überprüft, und notwendige Korrekturen wurden durchgeführt. Dabei ergab sich, daß während der untersuchten Meßzeit weniger als 1 % der etwa 21 000 Kammern instabile Signale zeigten.

Zum Verständnis der Messungen wurden unter Verwendung des Programmes CORSIKA umfangreiche Berechnungen für das Spektrum der Luftschauer im Energiebereich unterhalb von 10^{14} eV mit ihren zu erwartenden Signalen in den Detektoren durchgeführt. Dabei wurden als Vertreter aller relevanten Kerngruppen der kosmischen Strahlung H -, He -, O -, Mg - und Fe -Kerne im gemessenen Verhältnis berücksichtigt. Die Detektorsimulation war so detailliert, daß die Ausgabedaten direkt mit den gemessenen Daten vergleichbar sind. Die Rechnungen zeigen, daß die untere Energieschwelle der gemessenen Luftschauer bei einer Energie von etwa 1 TeV liegt und diese im wesentlichen durch primäre Wasserstoff- und Helium-Kerne ausgelöst werden.

Das entwickelte Rekonstruktionsprogramm für Hadronen im Kalorimeter ermöglicht es, Energie, Richtung und Ort der Hadronen oberhalb von 20 GeV zu bestimmen. Dadurch wird, wie sich aus den Simulationsrechnungen ergibt, bei 10^{15} eV Schauern eine Auflösung der hadronischen Energiesumme von 9 % erreicht.

Die Verteilung der gemessenen hadronischen Energie in den Schauern kann durch einen Spektralindex $\delta = 2.62 \pm 0.09$ beschrieben werden. Dabei liegt die höchste gemessene Energie bei 220 TeV .

Über die Messung der Energiedeposition der elektromagnetischen Komponente in der obersten Ebene des Kalorimeters kann bei Schauern oberhalb von 10^{14} eV die Position ihres Zentrums mit einer Genauigkeit von 50 cm bestimmt werden. Dadurch konnte die Lateralverteilung der Hadronen, sowie ihr lateraler Energiefluß analysiert werden. Die hadronische Energie korreliert direkt mit der Schauergröße. Die mittlere laterale Ausdehnung von hadronischen Schauerkernen mit einer Schauergröße oberhalb von 100 000 Elektronen nimmt um 50 % gegenüber der von kleineren Schauern zu. Diese Vergrößerung des hadronischen Kernes bei höherenergetischen Schauern im PeV Bereich wurde auch an anderen Experimenten beobachtet. Berechnungen mit CORSIKA basierend auf dem VENUS Modell können diesen Effekt gut beschreiben.

Ein Vergleich der Energieverteilung der Hadronen in den gemessenen Schauern mit den Modell Werten im niederenergetischen Bereich unter 2 TeV zeigt im Rahmen der statistischen Unsicherheiten eine gute Übereinstimmung bezüglich der Form der Verteilung. Auf Grund der großen statistischen Fehler bei den Simulationsrechnungen lassen sich zur Zeit noch keine Unterschiede bei den zwei verwendeten Modellen VENUS und QGS beobachten. Jedoch scheint die Hadronmultiplizität bei den berechneten Luftschauern um etwa 30 % niedriger zu sein als bei den Meßdaten.

Im Vergleich zur Messung wird die absolute Rate von Ereignissen mit Hadronen von den Modellrechnungen erheblich überschätzt. Im Gegensatz dazu kann die Triggerrate im wesentlichen reproduziert werden. Die Ursache für den Überschuß bei der Hadronrate scheint nicht allein im verwendeten Wechselwirkungsmodell zu liegen, sondern auch in den von verschiedenen Autoren berechneten inelastischen Hadron-Luft-Wirkungsquerschnitten. Erste Rechnungen mit einer Testversion des neuen CORSIKA Programmes 5.1, bei der die modellspezifischen Wirkungsquerschnitte verwendet werden können, deuten an, daß das betrachtete VENUS Modell mit seinen eigenen Wirkungsquerschnitten die Hadronraten mit einer wesentlich kleineren Abweichung wiedergeben kann. Dies gibt einen Hinweis darauf, daß die bisher in CORSIKA verwendeten Wirkungsquerschnitte von HDPM etwas zu klein sind.

Das vorgestellte Analyseverfahren, bei dem das einfallende Spektrum der kosmischen Strahlung unter Berücksichtigung der Luftschauerentwicklung und der Detektoreffekte vollständig simuliert wird, erweist sich als vielversprechend für detaillierte Tests der Modelle der hadronischen Wechselwirkung. Vorteilhaft für einen Modellvergleich bei KASCADE ist auch, daß die Schwelle des Zentraldetektors bei etwa 1 TeV Primärenergie liegt, und somit die Kenntnis der Element-Zusammensetzung eine Interpretation der Meßdaten bezüglich der Luftschauerentwicklung ermöglicht. Wenn zusätzlich die elektromagnetische Komponente, sowie die Myonen dieser niederenergetischen Luftschauer in die Analyse mit einbezogen werden, werden sich auf Grund der Korrelationen der einzelnen Schauerkomponenten noch stärkere Randbedingungen für die Beschreibung der Luftschauerentwicklung ergeben. Bei besserer Statistik der modellierten Schauer wird es dadurch möglich sein, die Programme zur Luftschauersimulation und die darin verwendeten Modelle gegeneinander zu testen.

Dies wird für Interpretationen von Luftschauermessungen bei höheren Energien im Bereich oberhalb von 10^{15} eV eine gesichere Ausgangsbasis schaffen, um die Element-Zusammensetzung am Knie des Spektrums der kosmischen Strahlung möglichst unabhängig von Wechselwirkungsmodellen zu klären. Neben der korrelierten Messung der Elektronen- und Myonenzahl kann auch die Struktur der Teilchenverteilungen im Zentrum ausgedehnter Luftschauer weitere Rückschlüsse auf die Zusammensetzung geben. Die Verteilungen der höherenergetischen Hadronen oberhalb von 20 GeV werden dabei für die Bestimmung der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung eine wesentliche Rolle spielen.

Literaturverzeichnis

- [ACT90] P.D. Acton et al., *Proc. 21th ICRC, Adelaide* **9**, 264 (1990)
- [AHL92] S. Ahlen et al., *Phys. Rev. D* **46**, 895 (1992)
- [AID95] S. Aid et al., *Phys. Lett. B* **354**, 494 (1995)
- [ALL91] R.J. Allen, S. Sukumer, "The interstellar disk-halo connection in galaxies", Ed. H.Bloemen, Dordrecht, Kluwer Academic Press (1991)
- [APR91] E. Aprile, R. Mukherjee und M. Suzuki, *Nucl. Instr. & Meth.* **A302**, 177 (1991)
- [AUB90] B. Aubert et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A286**, 147 (1990)
- [AUB92] B. Aubert et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A316**, 165 (1992)
- [AUG93] C. Augier et al., *Phys. Lett. B* **315**, 503 (1993)
- [BEL91] R. Bellotti et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A305**, 192 (1991)
- [BER89] C. Berger et al., *Phys. Rev. D* **40**, 2163 (1989)
- [BER95] K. Bernlöhr et al., *Proc. 24th ICRC, Rom* **2**, 668 (1995)
- [BIE88] P.L. Biermann und H.J. Völk, *Ap. J. Lett.* **333**, L65 (1988)
- [BIE95] P.L. Biermann, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **43**, 221 (1995)
- [BIR51] J.B. Birks, *Proc. Phys. Soc.* **A64**, 874 (1951)
- [BIR93] D.J. Bird et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3401 (1993)
- [BIR94] D.J. Bird et al., *Ap. J.* **424**, 491 (1994)
- [BJO92] J.D. Bjorken, *Int. J. Mod. Phys.* **A7**, 4189 (1992)
- [BOO97] K. Boothby et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52**, 166 (1997)
- [BRU92] R. Brun et al., *GEANT-CERN Program Library*, W 5013, Version 3.15 (1992)
- [CAP80] A. Capella, J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett.* **B93** 146 (1980)

- [CAP89] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15** 909 (1989)
- [CAP92] J.N. Capdevielle et al., "The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code **CORSIKA**", *KfK Bericht 4998* (1992)
- [CAS87] M. Castellano et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A256**, 38 (1987)
- [COS68] R. Coswik et al., *Canadian J. Phys.* **46**, 646 (1968)
- [CUS92] P.B. Cushman, in *Instrumentation in high energy physics*, Ed. F. Sauli, World Scientific, Singapore (1992)
- [DAN85] T.V. Danilova et al., *Proc. 19th ICRC, La Jolla* **7**, 40 (1985)
- [DOL90] P. Doll et al., "The Karlsruhe Cosmic Ray Project **KASCADE**", *KfK Bericht 4686* (1990)
- [DON92] A. Donnachie und P.V. Landshoff, *Phys. Lett. B* **296**, 227 (1992)
- [DUH89] H.H. Duhm, I. Fedder und K. Schiffmann, *Nucl. Instr. & Meth.* **A277**, 565 (1989)
- [ENG84] J. Engler, H. Keim, *Nucl. Instr. & Meth.* **223**, 47 (1984)
- [ENG86] J. Engler, H. Keim und B. Wild, *Nucl. Instr. & Meth.* **252**, 29 (1986)
- [ENG92a] J. Engler et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A311** 479 (1992)
- [ENG92b] J. Engler et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A320** 460 (1992)
- [ENG93a] J. Engler, J. Knapp und G.Vater, *Nucl. Instr. & Meth.* **A327**, 102 (1993)
- [ENG93b] J. Engler et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A327**, 128 (1993)
- [ENG95] J. Engler, D. Moucka und J. Wochele, *Nucl. Instr. & Meth.* **B100**, 183 (1995)
- [ENG96] J. Engler, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **22**, 1 (1996)
- [FAB82] C.W. Fabjan, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **32**, 335 (1982)
- [FAB85] C.W. Fabjan, in "Techniques and Concepts of High-Energy Physics III", Ed. T.Ferbel, Plenum Press, New York, 281 (1985)
- [FER49] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949)
- [FES85] H. Fesefeld, *Report PITHA 85/02, RWTH Aachen* (1985)
- [FLE94] R.S. Fletcher et al., *Phys. Rev. D* **50**, 5710 (1994)
- [FOL95] M. Föller, U. Raidt, *Interner Bericht FZK* (1995)
- [FRO61] M. Froissart, *Phys. Rev.* **112**, 1053 (1961)

- [GAB92] P. Gabriel, „Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $E_0 \approx 10^{15}$ eV“, KfK Bericht 5012 (1992)
- [GAB96] P. Gabriel, persönliche Mitteilung
- [GAI90] T.K. Gaisser, „Cosmic Rays and Particle Physics“, Cambridge University Press (1990)
- [GAR77] M. Garcia-Munoz, G.M. Mason, J.A. Simpson, *Ap. J.* **217**, 859 (1977)
- [GAS93] J. Gastrop, „Test von TMS-Ionisationskammern mit Myonen der kosmischen Strahlung“, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1993)
- [GEE90] S. Geer, R.A. Holroyd und F. Ptohos, *Nucl. Instr. & Meth.* **A287**, 447 (1990)
- [GET88] M. Gettert, „Eine Gitterionisationskammer als Monitorsystem für die Reinheit von TMS“, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1988)
- [GIB88] K.L. Giboni, *Nucl. Instr. & Meth.* **A269**, 554 (1988)
- [GIN80] V.L. Ginzburg, Y.M. Khazan, V.S. Ptuskin, *Ap. Space. Sci.* **68**, 295 (1980)
- [GRE56] K. Greisen, *Prog. Cosmic Ray Physics* **3**, 1 (1956)
- [GRE60] K. Greisen, *Ann. Revs. Nuclear Science* **10**, 63 (1960)
- [GRE66] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966)
- [GRI68] V.N. Gribov, *Sov. Phys. JETP* **26**, 414 (1968)
- [GRI79] P.K.F. Grieder, *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto* **9**, 161 (1979)
- [GUP89] M. Gupta, W.R. Webber, *Ap. J.* **340**, 1124 (1989)
- [HAR83] T. Hara et al., *Phys. Rev. Lett* **50**, 2058 (1983)
- [HAU96] A. Haungs, „Teilchenverteilungen im Zentrum hochenergetischer ausgedehnter Luftschauer als Informationsquelle für die Natur des primären Teilchens“, FZKA-Report 5845 (1996)
- [HAY94] N. Hayashida et al., *Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, ICRR-Report-324-94-19* (1994)
- [HES12] V.F. Hess, *Physikalische Zeitschrift* **13**, 1084 (1912)
- [HEU90] J. L'Heureux et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A295**, 246 (1990)
- [HIL82] A.M. Hillas, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **13**, 1461 (1982)
- [HIL84] A.M. Hillas, *Ann. Revs. Astron. Astrophys.* **22**, 425 (1984)
- [HOR94] J. Hörandel, „Kalibration von TMS-Ionisationskammern mit Myonen der Höhenstrahlung und Messung des Myonflusses“, KfK Bericht 5320 (1994)

- [HOR96] J. Hörandel, *Interner Bericht FZK* (1996)
- [HOL85] R.A. Holroyd, D.F. Anderson, *Nucl. Instr. & Meth.* **A236**, 294 (1985)
- [HOL91] R.A. Holroyd, S.Geer und F. Ptohos, *Phys. Rev.* **B43**, 9003 (1991)
- [HOL92] R.A. Holroyd, W.F. Schmidt, *Nucl. Instr. & Meth.* **A311**, 631 (1992)
- [JOK76] J.R. Jokipii, *Ap. J.* **208**, 900 (1976)
- [JUN85] H. Jungblut und W.F. Schmidt, *Nucl. Instr. & Meth.* **A241**, 616 (1985)
- [KAI91] A. Kaidalov, *Nucl. Phys.* **A525**, 39 (1991)
- [KAL97] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 17 (1997)
- [KAM58] K. Kamata, J. Nishimura, *Prog. Theor. Phys. (Kyoto) Suppl.* **6**, 93 (1958)
- [KEI95] H. Keim, persönliche Mitteilung
- [KNA93] J. Knapp, persönliche Mitteilung
- [KNA97] J. Knapp, „Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung“, *Habilitationsschrift Universität Karlsruhe* (1997)
- [KOL94] G. Kolb, „Aufbau eines Überwachungs- und Regelungssystems für Streamertube-Detektoren im KASCADE-Experiment“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1994)
- [KRI92] W. Kriegleder, „Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt“, *KfK Bericht 5023* (1992)
- [LAB95] A.W. Labrador et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* **3**, 64 (1995)
- [LAN96] J.M. Lang, „Untersuchungen an einem Prototypdetektor zur Spurmessung kosmischer Myonen im Luftschauerexperiment KASCADE“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1996)
- [LEI91] H. Leich, *Interner Bericht IfH Zeuthen* (1991)
- [LOC95] M. Locher, „Untersuchung von Hadronschauern bis 10 TeV und Messung der Inelastizität in der hadronischen Wechselwirkung“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1995)
- [LOP87] I. Lopes, H. Hilmert und W.F. Schmidt, *Radiat. Phys. Chem* **29**, 93 (1987)
- [MIE94a] H.H. Mielke, „Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung“, *KfK Bericht 5219* (1994)
- [MIE94b] H.H. Mielke et al., *J.Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20**, 637 (1994)

- [MIE96] H.H. Mielke, *Interner Bericht FZK* (1996)
- [MUL91] D. Müller et al., *Astrophys.J.* **349**, 356 (1991)
- [MUL95] D. Müller et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* **3**, 13 (1995)
- [NEL85] W.R. Nelson, H. Hiroyama, D.W.O. Rogers, *SLAC Report 265*, (1985)
- [ORM95] J.F. Ormes et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* **3**, 92 (1995)
- [PAR94] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D50**, 1173 (1994)
- [RAN83] J. Ranft, S. Ritter, *Z. Phys. C Particles and Fields* **20**, 347 (1983)
- [RAN95] J. Ranft, *Phys. Rev. D* **51**, 64 (1995)
- [REN88] J.R. Ren et al., *Phys. Rev. D* **38**, 1404 (1988)
- [REX96] T. Rexin, „Das Vorstromverhalten der TMS-Ionisationskammern und Erkennung von Myonen der kosmischen Strahlung im KASCADE Kalorimeter“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1996)
- [RUH96a] W. Ruh, „Verstärkertechnik und elektronische Kalibration des KASCADE Kalorimeters“, *Diplomarbeit Universität Karlsruhe* (1996)
- [RUH96b] W. Ruh, persönliche Mitteilung
- [SCH92a] G. Schatz, in „Annual Report on Nuclear Physics Activities“, *Editors: J. Knapp, H. Rebel, KfK Bericht 5027 32* (1992)
- [SCH92b] W.F. Schmidt, „Charge Carrier Energetics and Dynamics in non-polar Liquids“ in *Proceedings of International Conference on Liquid Radiation Detectors, Tokyo*, 252 (1992)
- [SCH94] G. Schatz et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20**, 1267 (1994)
- [SOK89] P. Sokolsky, „Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics“, Addison-Wesley Publishing Company (1989)
- [UNG93] J. Unger, „Messung des Energieverlustes von Myonen der kosmischen Strahlung“, *KfK Bericht 5158* (1993)
- [VAT73] R.H. Vatcha und B.V. Sreekantan, *J. Phys. A: Math., Nucl. Gen.* **6**, 1050 (1973)
- [VEN76] G. Veneziano, *Nucl. Phys. B* **117**, 519 (1976)
- [VOL92] G. Völker, „Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ -Komponente großer Luftschauer im UHE-Bereich“, *KfK Bericht 4983* (1992)
- [WEB78] O.S. Webster, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **185**, 507 (1978)
- [WER93] K. Werner, *Phys. Rep.* **232**, 87 (1993)

- [WET96] Y. Wetzels, „Messung und Rekonstruktion der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer“, FZKA-Report 5721 (1996)
- [WIE94] B. Wiebel, „Chemical composition in high energy cosmic rays“, Bergische Universität Wuppertal, WUB 94-08 (1994)
- [WOL77] A.W. Wolfendale, E.C.M. Young, *Proc. 12th ESLAB Symp. Frascati (ESA SP-124 July 1977)*, 157 (1977)
- [YOS95] S. Yoshida et al., *Astroparticle Physics* **3**, 105 (1995)
- [ZAT66] G.T. Zatsepin, V.A. Kuz'min, *Pis'ma Zh. Eksp. Fiz.* **4**, 114 (1966)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung	4
2.2	Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers	7
2.3	Räumliche Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers	9
3.1	Auslegung des KASCADE-Experimentes	19
3.2	Schematischer Aufbau des KASCADE-Zentraldetektors	21
3.3	TMS-Ionisationskammer	22
3.4	Elektronischer Signalweg	25
3.5	Blockschaltbild der Datennahmeelektronik des Kalorimeters	26
4.1	Energiedeposition verschiedener Teilchen im Kalorimeter	34
4.2	Verlorene meßbare Energie durch Sättigung	35
4.3	Abstandsabhängige Triggerhäufigkeit	36
4.4	Energieabhängige Triggerhäufigkeit verschiedener Primärkerne	37
4.5	Multiplizität der Hadronen für verschiedene Primärenergien	39
4.6	Multiplizitätsverteilung der Hadronen	39
4.7	Hadron-Lateralverteilung bei verschiedener Primärenergie	40
4.8	Hadronische Energiesumme bei verschiedener Primärenergie	41
5.1	Eichung der Hadronenergien	45
5.2	Signalspektren	46

5.3	Energieabhängige Rekonstruktionseffizienz	48
5.4	Nicht rekonstruierte Hadronen	49
5.5	Räumliche Trennung individueller Hadronen	49
5.6	Energieauflösung für individuelle Hadronen	50
5.7	Fluktuation der rekonstruierten hadronischen Energiesumme	51
5.8	Orts- und Winkelauflösung	52
5.9	Auflösung der Schauerposition	53
5.10	Energieabhängige Effizienz der Schauerpositionsbestimmung	54
6.1	Stabilität der Triggerrate	56
6.2	Stabilität des Signal-Nullpunktes	58
6.3	Channelmap	59
6.4	Rekonstruierte Auftrefforte der Hadronen	60
6.5	Rekonstruierte Zenitwinkel der Hadronen	60
6.6	Summe der hadronischen Energiedeposition während der Meßzeit	61
6.7	Restenergiede während der Meßzeit	62
6.8	Korrigierte Kanäle während der Meßzeit	63
6.9	Winkel zwischen Hadronen und Myonen.	64
6.10	Winkel zwischen Hadronen und Elektronen.	64
6.11	Lage des elektromagnetischen Schauerkernel.	65
6.12	Abstand des elektromagnetischen Schauerkernel vom NKG Zentrum.	66
6.13	Größe der gemessenen zentralen Schauer.	66
7.1	Gemessene Hadronmultiplizität	68
7.2	Gemessene hadronische Energiesumme	69
7.3	Gemessene hadronische Energiesumme bei niedrigen Energien	69
7.4	Energieverteilung der gemessenen Hadronen	70

7.5	Lateralverteilung der Hadronen	72
7.6	Einfluß der Hadronrekonstruktion auf ihre Lateralverteilung	73
7.7	Lateralverteilung hochenergetischer Hadronen	74
7.8	Lateraler hadronischer Energiefluß	75
7.9	Vergleich der gemessenen Hadron-Energieverteilung mit Modellspektren . .	76
7.10	Modellvergleich bezüglich der Trigger- und Hadronraten	79

Danksagung

Die Messungen mit einem komplexen Detektorsystem, wie es das Hadron-Kalorimeter darstellt, wären ohne die gute Zusammenarbeit mit vielen Mitarbeitern im Institut für Kernphysik überhaupt nicht möglich gewesen. Dafür möchte ich mich bei allen beteiligten Personen herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K.H. Kampert für die Übernahme des Referates und sein Interesse am Fortgang der Arbeit, Herrn Prof. Dr. B. Zeitnitz, der mir als Doktorand in seinem Institut für Kernphysik 1 die Arbeit ermöglicht und das Korreferat übernommen hat, und Herrn Dr. J. Engler für die freundliche Betreuung und seinen erfolgreichen Einsatz beim Aufbau des Kalorimeters.

Herrn Dr. D. Apel danke ich für die freundschaftlichen und aufmunternden Gespräche nicht nur über die physikalische Problematik und für die pragmatische Unterstützung bei der Software und dem Betrieb unserer UNIX-Rechner.

Ganz besonders sei Herrn Dipl.-Phys. J. Hörandel für sein starkes Engagement bei der Erstellung der Software für die Datenerfassung des Kalorimeters gedankt.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr. H.H. Mielke für seine freundschaftliche Art und viele Diskussionen über alle Themen und Herrn cand. phys. T. Holst für die gute Zusammenarbeit.

Ich danke Herrn Dr. P. Gabriel für die kollegiale Zusammenarbeit bei der Erstellung der Simulationsprogramme des Detektors, Herrn Dr. J. Knapp für seine ständige Diskussionsbereitschaft und Hinweise besonders zu Fragen bezüglich CORSIKA und Herrn Dr. T. Thouw für seine hilfreichen Hinweise speziell bei theoretischen Fragen.

Ein herzliches Dankeschön geht an Herrn Dipl.-Math. Jürgen Oehlschläger für die hilfreiche Unterstützung bei der praktischen Durchführung der sehr umfangreichen Simulationsrechnungen.

Folgenden Mitarbeitern der Gruppe für Detektorentwicklung des IK 1 schulde ich für ihren unermüdlichen Einsatz beim Aufbau und Betrieb des Kalorimeters meinen Dank: Frau D. Boos, Frau H. Deris, Herrn Ing. H. Keim, Herrn cand. phys. J. Milke, Herrn M. Müller, Herrn W. Paulus, Herrn Dipl.-Phys. T. Rexin, Herrn M. Riegel, Herrn cand. phys. W. Ruh, Frau Dipl.-Phys. D. Wochele, Herrn Dr. J. Wochele sowie Herrn P. Ziegler.

Für die ausgezeichnete Zusammenarbeit mit Kollegen, die an anderen Detektorkomponenten arbeiten, sei stellvertretend für alle Mitarbeiter Herrn Dipl.-Phys. R. Glasstetter und Herrn Dr. H.J. Mathes gedankt.

Nicht zuletzt möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken, durch deren vielfältige Unterstützung mir diese Arbeit wesentlich erleichtert wurde.