



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6162

**Untersuchung
unbegleiteter Hadronen
der kosmischen Strahlung
mit dem KASCADE
Kalorimeter**

D. C. H. Wochele
Institut für Kernphysik

September 1998



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6162

Untersuchung unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung mit
dem KASCADE Kalorimeter

Doris Carola Helga Wochele

Institut für Kernphysik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

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

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Die Funktionalität des Tetramethylsilan-Kalorimeters des KASCADE Luftschauerexperimentes wurde über die Untersuchung einzelner unbegleiteter Hadronen der kosmischen Strahlung im Energiebereich 50 GeV bis 50 TeV überprüft.

Die Schauerentwicklung im Kalorimeter wurde mit Simulationsrechnungen verglichen und dessen Energie-, Winkel- und Ortsauflösung, sowie die Rekonstruktionseffizienz ermittelt.

Das aus Daten von einem Jahr Meßzeit gewonnene Flußspektrum einzelner Hadronen wird diskutiert und mit Resultaten des Prototyp-Kalorimeters und Daten der Literatur verglichen.

Die Richtungsverteilung der unbegleiteten Hadronen wurde mit zwei verschiedene Methoden untersucht und erwies sich im Rahmen der Statistik als isotrop.

Abstract

Investigation of Cosmic Ray Single Hadrons in the KASCADE Calorimeter

The detector response of the Tetramethylsilane calorimeter of the KASCADE air shower experiment was investigated by means of single hadrons from cosmic radiation. The energy range is from 50 GeV to 50 TeV.

The shower development within the calorimeter was compared with simulations using the FLUKA code. A good agreement has been found. Also, the detector resolution in energy, angle and position as well as the reconstruction efficiency has been obtained from the simulations.

The differential energy spectrum, determined from single hadrons of about one year's measurements, are discussed and compared to prototype results and results of other experiments.

The arrival directions of single hadrons, analyzed by using two different methods, was found to be isotropic within the statistical errors of the measurement.

Inhaltsverzeichnis

1. Proömium	5
2. Kosmische Strahlung	7
2.1. Isotropie	9
2.1.1. Mögliche Quellen kosmischer Strahlung.....	9
2.1.2. Anisotropieeffekte.....	10
2.2. Ausgedehnte Luftschauer	12
2.3. Unbegleitete Hadronen	15
3. Kalorimeter	17
3.1. Elektromagnetische Kaskade	17
3.1.1. Die longitudinale Entwicklung der EMC	18
3.1.2. Die transversale Entwicklung der EMC	19
3.2. Hadronische Kaskade	19
3.2.1. Die longitudinale Entwicklung der HC	20
3.2.2. Die transversale Entwicklung der HC	20
3.3. Energieauflösung	20
3.3.1. Intrinsische Fluktuationen	21
3.3.2. Leckverluste	22
3.3.3. Sampling Fluktuationen	22
3.3.4. Landau Fluktuationen.....	23
3.3.5. Weitere Einschränkungen der Energieauflösung	23
3.3.6. Kompensation.....	24
4. Das KASCADE Experiment	25
4.1. Das Zentralkalorimeter	26
4.1.1. Das Triggersystem	28
4.2. Datenaufnahme	28
4.2.1. Physikalische Kalibration	29
4.2.2. Elektronische Kalibration	29
5. Datenanalyse	31
5.1. Die Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen	31
5.2. Detektorsimulation	35
6. Energiekalibration und Bestimmung der Kalorimereigenschaften	37
6.1. Energiekalibration	37

6.2. Energieauflösung	39
6.3. Untersuchung der longitudinalen Schauerentwicklung	40
6.4. Abschwächungslänge und Verifikation der Kalibration	42
6.5. Longitudinale Verluste	44
6.6. Effizienz der Rekonstruktion	45
7. <i>Das Flußspektrum</i>	47
7.1. Auswahl der Daten	47
7.2. Korrekturen an das Energiespektrum.....	50
7.2.1. Atmosphärische Einflüsse	50
7.2.2. Korrektur auf wahrscheinlichste Energie	51
7.2.3. Normierung	52
7.3. Flußspektrum unbegleiteter Hadronen.....	52
7.4. Flußspektren verschiedener Ereignisklassen und Luftschauersimulationen.....	55
8. <i>Isotropie</i>	59
8.1. Fourieranalyse in solarer und siderischer Zeit	60
8.2. Himmelsdurchmusterung.....	62
9. <i>Zusammenfassung und Ausblick</i>	67
<i>Anhang</i>	69
I. Eigenschaften der Ionisationsflüssigkeiten	69
II. Parameter der gemessenen Longitudinalverteilung	70
III. Gemessener Hadronfluß.....	71
IV. Darstellung ausgewählter Hadronspuren im Kalorimeter	73
V. Isotropie der unbegleiteten Hadronen	75
<i>Literaturverzeichnis</i>	77

1. Proömium

Seit V. Hess 1912 in Ballonflügen eine ionisierende Strahlung feststellte, deren Ursprung extraterrestrisch war, ist das Wissen der Menschheit um die Natur der kosmischen Strahlung beständig gewachsen, aber es werden auch immer neue Fragen aufgeworfen.

Der Energiebereich der kosmischen Strahlung erstreckt sich von 10^6 eV bis 10^{20} eV, und sie setzt sich aus Atomkernen, Elektronen und γ -Quanten zusammen. Für jeden Energiebereich und jede Strahlungsart existieren abgestimmte Methoden der Untersuchung.

Die Kenntnis der chemischen Zusammensetzung hochenergetischer kosmischer Strahlung ist eine wichtige Voraussetzung, um ihre Erzeugungs- und Ausbreitungsmechanismen, für die unterschiedliche Modellvorstellungen existieren, verstehen zu können. Aufschluß über eine energieabhängige Änderung der relativen Häufigkeit schwerer und leichter Elemente soll die Untersuchung des Energiebereichs um $5 \cdot 10^{15}$ eV liefern, in dem eine Änderung des Spektralindex im Energiespektrum aller Teilchen, das sogenannte *Knie* beobachtet wird.

Die Detektoranlage **KASCADE**¹, ein Experiment des Institutes für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe und der Universität Karlsruhe, erforscht diesen Energiebereich durch Messung verschiedener Observablen ausgedehnter Luftschauer, die durch Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entstehen.

Für die Messung der hadronischen Komponente in Luftschauern ist ein Hadronkalorimeter installiert, das Hadronen mit Energien über vier Größenordnungen hinweg ab 10 GeV auf einer großen Detektorfläche nachweisen kann. Mit diesem Kalorimeter ist es möglich, die Anzahl und die Energien der Hadronen eines Luftschauers zu ermitteln, wichtige Größen, um auf die Masse des Primärteilchens schließen zu können.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Funktionalität des Kalorimeters anhand der Untersuchung einzelner unbegleiteter Hadronen zu überprüfen, eine Energiekalibration durchzuführen und das Flußspektrum aufzunehmen. Ferner wurden Methoden zur Analyse der Isotropie der Hadronen untersucht. Nach einer allgemeinen Einführung über das Thema der kosmischen Strahlung in Kapitel 2, wird in Kapitel 3 die Theorie hochenergetischer Teilchenkalorimeter behandelt. Im 4. und 5. Kapitel werden das KASCADE Experiment vorgestellt und die Datenaufnahme und Analyse erläutert. In Kapitel 6 werden die Energiekalibration und die Analyse der Schauerentwicklung, sowie einige Kalorimereigenschaften besprochen. Das gemessene Flußspektrum wird in Kapitel 7 präsentiert. Im 8. Kapitel ist die Untersuchung zur Isotropie beschrieben. Die Arbeit schließt mit einer zusammenfassenden Diskussion in Kapitel 9.

¹ Karlsruhe Shower Core and Array DEtector

2. Kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung wird die energiereiche Strahlung bezeichnet, die aus dem Weltall auf die Erde trifft. Sie setzt sich für Energien oberhalb 10 GeV aus ca. 85% Protonen, 13% Heliumkernen, 1% Elektronen und 1% schweren Kernen zusammen.

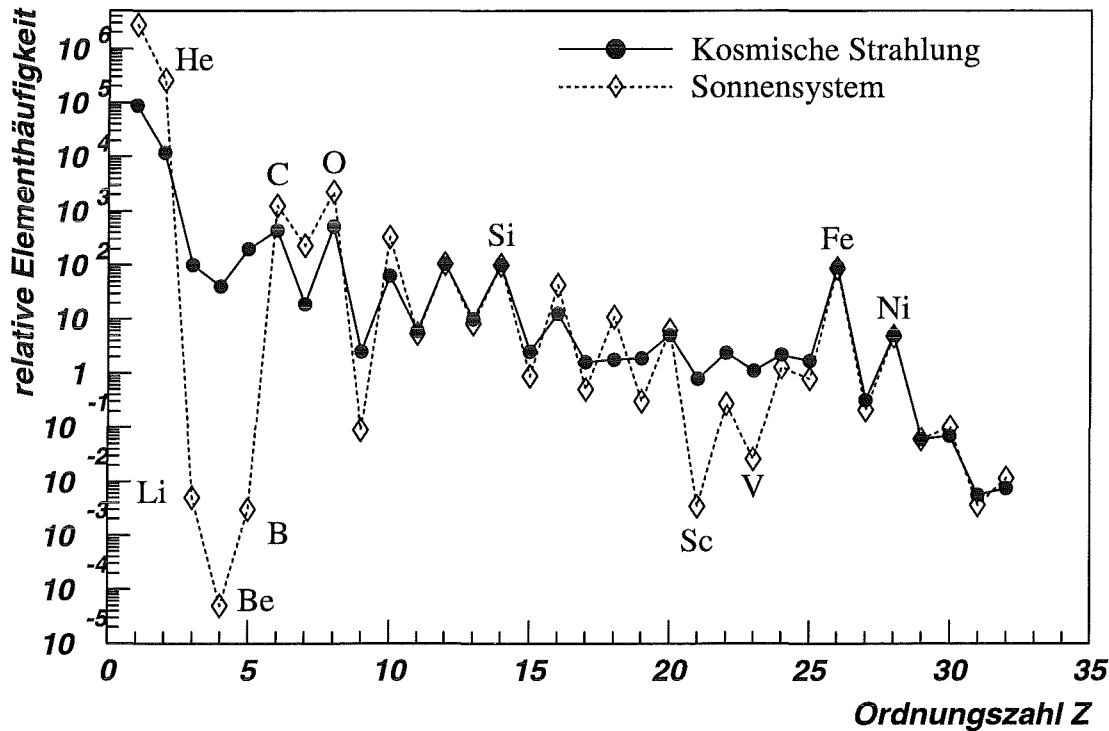


Abbildung 2.1: Relative Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung über der Kernladungszahl. Die Häufigkeiten sind auf die Häufigkeit von Silizium ($Z=14$) normiert [Wef91].

Die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung ist in direkten Messungen außerhalb der Erdatmosphäre bis 10^{14} eV gut bestimmt und entspricht im Wesentlichen der mittleren Zusammensetzung des Sonnensystems, wie man aus Abbildung 2.1 entnehmen kann. Unterschiede erkennt man in der größeren Häufigkeit der Elemente Lithium, Beryllium und Bor, wie auch der Elemente unterhalb der Eisengruppe. Li, Be und B werden in der Nukleosynthese der Sterne verbrannt und entstehen in der kosmischen Strahlung als Spallationsfragmente bei der Wechselwirkung von Kernen der CNO Gruppe mit dem interstellaren Medium. Auch Sc, Ti, V, Cr und Mn entstehen aus Spallationsprozessen aus den Elementen der Fe-Gruppe. Der geringe Anteil von Wasserstoff und Helium ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß eine Anfangsbeschleunigung dieser Elemente wegen ihres hohen Ionisierungspotentials erschwert ist und sie an Beschleunigungsprozessen nur bedingt teilnehmen [Lon94].

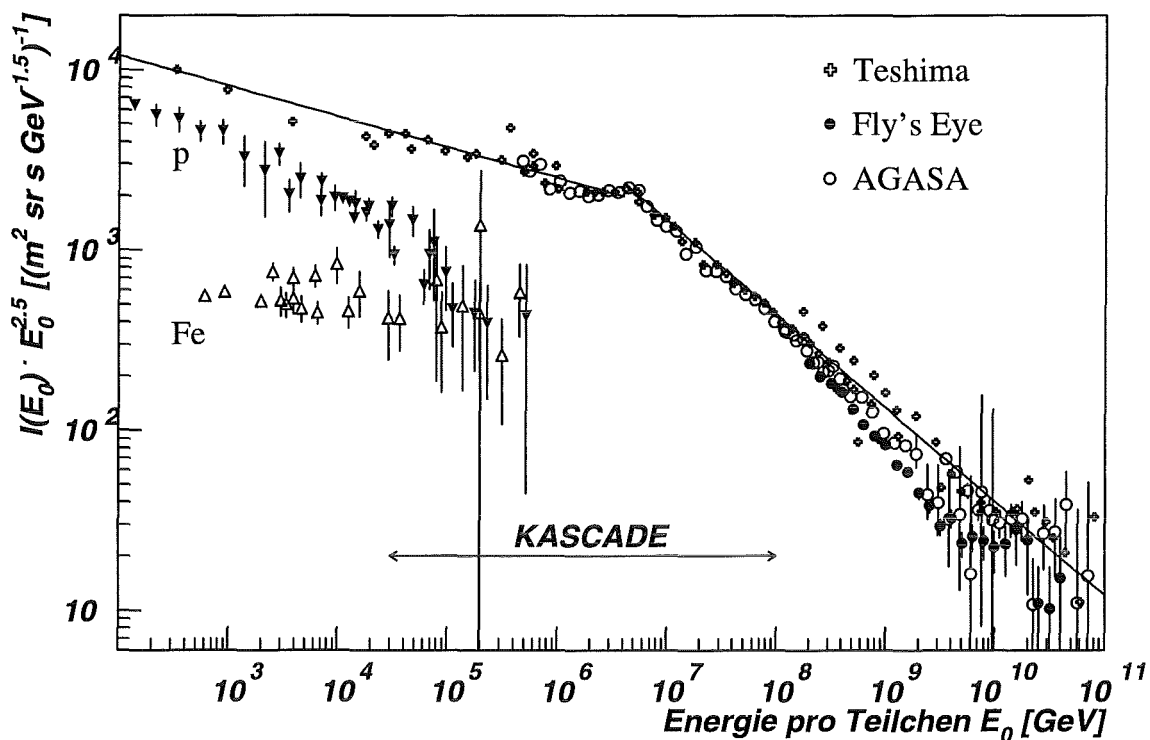


Abbildung 2.2: Differenzielles Flußspektrum der primären kosmischen Strahlung. Die Ordinate ist zur besseren Darstellung mit $E^{2.5}$ multipliziert. Die Daten stammen aus einer Zusammenstellung von Hara [Har83], sowie aus den Experimenten Akeno [Yos95] und Fly's Eye [Bir93]. Bis zu einer Energie von $5 \cdot 10^{14}$ eV sind zusätzlich Flüsse von Protonen und Eisenkernen aus direkten Messungen aufgetragen.

Das gemessene Energiespektrum aller Teilchen fällt im Bereich 10^7 – 10^{20} eV über 32 Dekaden der Intensität exponentiell ab:

$$dI \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

Der Spektralindex α bleibt nahezu konstant. In Abbildung 2.2 ist die Ordinate mit dem Faktor $E^{2.5}$ multipliziert, um den Verlauf besser darstellen zu können. Bei einer Energie von ca. $3 \cdot 10^{15}$ eV ändert sich der Exponent von 2.7 auf 3.0. Verschiedene Modelle existieren, um diesen Effekt zu erklären :

- Kosmische Strahlung bis 10^{15} eV kann durch Beschleunigungsvorgänge an Supernova Schockfronten oder Magnetfeldwolken erklärt werden, die den Spektralindex und die Energiedichte der kosmischen Strahlung, von 1 eV/cm^3 in der Galaxie, richtig wiedergeben. Höhere Energien unterliegen anderen Beschleunigungsmechanismen, die noch nicht vollständig geklärt werden konnten [Gai90].
- Im „Leaky Box“ Modell können leichte Kerne mit großem Gyroradius leichter aus dem galaktischen Magnetfeld entkommen. Das Spektrum würde dadurch ab 10^{15} eV steiler werden und die Zusammensetzung sich zu schweren Elementen verschieben [Cos68]. Ein solcher Trend wird durch direkte Messungen bestätigt.

Eine Information über die Massenzusammensetzung am Knie könnte zur Klärung der Fragen über die Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung beitragen.

Für Teilchenenergien größer als 10^{19} eV steigt die Wahrscheinlichkeit der Photopionproduktion durch Wechselwirkung der Protonen mit der 2.7°K Hintergrundstrahlung. Dies sollte einen steilen Abfall des Spektrums, den „Greisen-cutoff“, zur Folge haben [Sok89].

2.1. Isotropie

Die kosmische Strahlung ist nahezu zeitlich konstant und isotrop. Diskrete Quellen oder Gradienten der kosmischen Strahlung können derzeit nur mit großen Unsicherheiten angegeben werden. Die gemessenen Anisotropien liegen für den Energiebereich größer als 10^{14} eV im Bereich von einem Promille. Die Lokalisierung von Anisotropien der Strahlung in den verschiedenen Energiebereichen könnte Aufschluß geben über den Aufbau galaktischer Objekte in Sonnennähe wie Magnetfeld- oder Gaswolkenverteilungen. Die Untersuchung des magnetohydrodynamischen Feldes der Sonne mit dem kosmischen Teilchenfluß liefert Informationen über die Vorgänge in unserer Heliosphäre.

2.1.1. Mögliche Quellen kosmischer Strahlung

Modelle für Quellen kosmischer Strahlung müssen die gemessene Energiedichte von ca. 1 eV/cm^3 , den Spektralindex mit $\alpha \approx 2.6\text{--}3.2$ und die gemessene Isotropie erklären können.

Eine Quelle für kosmische Strahlung ist unsere Sonne. Sie sendet Elektronen und Protonen im Energiebereich von 0.3–3.5 keV aus. Dieser *Sonnenwind* wird durch die Rotation der Sonne in Form einer Archimedischen Spirale mit 300–800 km/s in den Raum hinausgetragen. Die bewegten geladenen Teilchen transportieren ein elektromagnetisches Feld, das quasi eingefroren im Sonnenwind den interplanetaren Raum maßgeblich beeinflusst. Die kosmische Strahlung, welche in die Heliosphäre gelangt, wird auf ihrem weiteren Weg durch das expandierende magnetisierte Plasma der Sonne moduliert und abgebremst. Das verhindert das Eindringen des niederenergetischen Anteils in das Innere des Sonnensystems [Lon92]. Das Energiespektrum bis 10 GeV wird stark moduliert und eine solare Asymmetrie ist noch bis 10 TeV primärer Teilchenenergie nachweisbar.

In unserer Galaxie kommen als Quellen kosmischer Strahlung für Energien bis 10^{14} eV Novae und Supernovae in Frage, oberhalb Energien von 10^{15} eV zieht man Doppelsternsysteme oder Pulsare in Betracht. Sie sollten sich für Protonen durch einen erhöhten Fluß aus Richtung der galaktischen Scheibe erkennen lassen. Schwere Kerne der kosmischen Strahlung werden im interstellaren Magnetfeld zu stark abgelenkt, um eine Anisotropie feststellen zu können.

Teilchen mit einer Energie größer als 10^{18} eV sind vermutlich extragalaktischer Natur. Man sieht aktive galaktische Kerne (AGN), Quasare oder Radio-Galaxien als mögliche Beschleuniger an. Dafür sprechen auch jüngste Beobachtungen hochenergetischer Photonen, da diese gammaaktiven Gebiete auch potentielle Quellen hochenergetischer

Protonen darstellen sollten [Lin98]. Nach extragalaktischen Quellen wird bevorzugt in hohen galaktischen Breiten z.B. in Richtung der Radioquelle *Virgo A* (M87) gesucht [Sta95].

Auf dem Weg von ihren Entstehungsorten zum Detektor Erde wird die kosmische Strahlung in Energie und Zusammensetzung verändert und durch magnetische Felder abgelenkt. Ein Proton der Energie $p \cdot c = 6 \cdot 10^{17}$ eV wird durch das galaktische Feld von $5 \cdot 10^{-6}$ Gauss auf einen Radius von

$$r_L = \frac{p \text{ (eV/c)}}{300 \cdot H \text{ (Gauss)}} \approx 6 \cdot 10^{20} \text{ cm} = 200 \text{ pc} \quad (2.2)$$

beschleunigt. Dieser *Larmorradius* entspricht in etwa der Dicke der Milchstraßenscheibe. Protonen dieser Energie können in einer typischen Galaxie, wie unserer eigenen, nicht festgehalten werden und gehen verloren. Maßgeblich wird die Diskussion durch die Frage nach der Masse der bisher gemessenen höchstenergetischen kosmischen Strahlung beeinflusst, da Eisenkerne gleicher Energie nur eine Reichweite von ca. 8 pc besitzen. So wird in der Literatur häufig ein durch Protonen dominiertes Spektrum extragalaktischen Ursprungs für höchste Energien favorisiert [Khr87] [Wol95] [Lee95], während neuere Messungen ([Hoe97] u. Referenzen hierin) eine schwerer werdende Zusammensetzung angeben und damit die Quellen der kosmische Strahlung in unserer Galaxie vermuten lassen.

2.1.2. Anisotropieeffekte

Die Rate der kosmischen Strahlung fester Energie, wie sie auf der Erde gemessen wird, ist zeitlichen Schwankungen ausgesetzt. Zum Einen infolge einer Änderung der Absorptionsprozesse des Luftschauers bei Schwankungen atmosphärischer Größen wie Luftdruck und Temperatur. Zum Anderen als Folge der Eigenbewegung des Erde-Detektorsystems oder auch der Aktivität diskreter Quellen. Die Isotropie wird üblicherweise in zwei Bezugssystemen überprüft. Einmal dem solaren System, dessen Polachse senkrecht auf der Verbindungslinie Erde-Sonne steht. Eine Anisotropie sollte sich in einer Zählratenänderung über einen Sonnentag äußern. Zum Anderen in bezug auf die Gestirne im Äquatorialsystem oder im galaktischen System, mit einer Ratenänderung über einen Sternentag hinweg.

Als Anisotropie A wird die Abweichung des Flusses (oder der Intensität I) bezüglich des Mittelwertes definiert.

$$A = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.3)$$

Zeitliche Schwankungen des Flusses der kosmischen Strahlung werden im niederenergetischen Bereich vor allem durch die Sonne, respektive den Sonnenwind verursacht. [Hal96]. Zu den *periodischen Änderungen* zählen 27-Tage Schwankungen und

22-Jahre Zyklen, letztere verursacht durch Störungsgebiete der Photosphäre der Sonne. Zu den *aperiodischen Schwankungen* zählt ein *Forbush Decrease*, ein Abfallen der Intensität in der kosmischen Strahlung, verursacht durch überhitzte Gebiete in der Photosphäre, sogenannte Sonnenfakeln. In diesen *Flares* sollen Protonen bis zu 50 GeV beschleunigt werden können, was jedoch nicht eindeutig nachgewiesen wurde.

Bei höheren Energien ist eine **solare Anisotropie** (*solar diurnal Anisotropy*) im isotropen Strömungsfeld der galaktischen Strahlung aufgrund der Bahnbewegung der Erde um die Sonne zu erwarten. Diese als Compton-Getting Effekt [Com35] bezeichnete Anisotropie ruft eine Amplitude G in solarer Zeit hervor. Für ein differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung mit dem Exponenten α ergibt sich für G

$$G = (\alpha + 2) \frac{v}{c} \cos \delta \quad (2.4)$$

wobei $v \approx 30$ km/s die Bahngeschwindigkeit der Erde, c die Lichtgeschwindigkeit und δ die geographische Breite des Beobachtungsstandortes ist. Die maximale Amplitude tritt bei ca. 6 Uhr Ortszeit auf, wie man sich anhand von Abbildung 2.3 veranschaulichen kann. Mit $v/c \sim 10^{-4}$ ist eine Amplitude im Promillebereich zu erwarten.

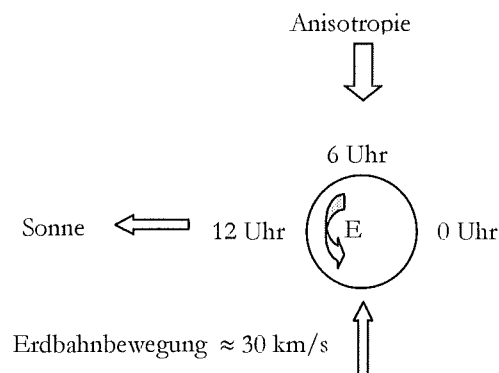


Abbildung 2.3: Skizze zur Veranschaulichung des Compton-Getting Effektes. Die tägliche solare Anisotropie wird im lokalen Koordinatensystem durch einen Anstieg der Rate der kosmische Strahlung um 6.00 Uhr lokaler Zeit nachgewiesen.

Von Interesse ist eine **siderische Anisotropie**, also die Frage, inwieweit die kosmische Strahlung an der Rotation der Sonnenumgebung um das Milchstraßenzentrum teilnimmt. Gemessene Werte sind sehr klein, ebenfalls im Bereich von einigen 10^{-4} , geben aber kein einheitliches Bild, so daß weitere Messungen von großem Interesse sind.

Räumliche Anisotropie entsteht für Energien $E < 10^{12}$ eV vornehmlich durch den Einfluß des Erdmagnetfeldes. Ein *Breiteneffekt* (*Latitude Effect*) ist gegeben durch den Anstieg der Intensität der kosmischen Strahlung vom Äquator zu den Polen. Die Erde wirkt als Spektrometer deren Magnetfeld am Äquator Teilchen mit $E < 15$ GeV abschneidet. Bis auf 50° geogr. Breite fällt diese ‚cut-off‘ Energie auf 2.7 GeV. Der Fluß der niederenergetischen sekundären Nukleonen und Myonen steigt so mit der geogr. Breite an. Der

Längeneffekt (Longitude Effect) beeinflusst den Fluß der niederenergetischen Teilchen entlang des Äquators um ca. 4% durch die Exzentrizität des magnetischen Dipolmomentes. Der *Ost-West-Effekt* beschreibt die Tatsache, daß unter einem festen Zenitwinkel mehr Teilchen von Westen als von Osten beobachtet werden. Das wird durch die Wechselwirkung der positiv geladenen Teilchen mit dem Erdmagnetfeld erklärt.

Für ultrahochenergetische geladene Teilchen erwartet man eine gute Konservierung ihrer Richtungsinformation aufgrund ihres großen Larmorradius. Es sollte deshalb möglich sein, aus der Verteilung der Zählraten in galaktischen Koordinaten eine Anisotropie festzustellen. Evidenzen dafür wurden gefunden, jedoch leidet die Darstellung unter mangelnder Statistik und ist vom Standort des Experimentes, den Energiebereichen und sehr stark von der richtungsabhängigen Energieauflösung beeinflusst.

Für Protonen oberhalb $5 \cdot 10^{19}$ eV setzt der *Greisen-cutoff* ein und begrenzt ihre Reichweite auf 20 Mpc. Solange die Massenzusammensetzung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung nicht geklärt ist, können keine eindeutigen Aussagen über die Quellen getroffen werden.

2.2. Ausgedehnte Luftschauber

Eine direkte Messung der Primärteilchen ist nur in Experimenten möglich, die von Stratosphärenballons getragen werden oder auf Satelliten installiert sind. Der Fluß der kosmischen Strahlung erstreckt sich jedoch von $1/m^2sMeV$ bis auf $1/km^2100aEeV$, und Detektoren für den Nachweis von Teilchenenergien ab 10^{14} eV werden zu groß und zu schwer für den Einsatz im Weltraum. Man nutzt deshalb die Erdatmosphäre mit einer Absorberdicke von ca. 12 hadronischen Wechselwirkungslängen λ_1 , entsprechend etwa 25 Strahlungslängen, als Detektormedium und analysiert in Luftschauberexperimenten die entstehenden Sekundärteilchen.

Trifft ein Teilchen der kosmischen Strahlung, z.B. ein Proton, auf Kerne der Luftmoleküle, so wird durch Spallation, Fragmentation und Anregung eine große Anzahl (>100) verschiedener Sekundärteilchen erzeugt. Diese erste Wechselwirkung findet in ca. 20 km ($\approx 60 \text{ g/cm}^3$) Höhe statt, und es entsteht eine große Anzahl von Baryonen und Mesonen. Die Transversalimpulse der entstehenden Teilchen sind klein ($p_T \approx 400 \text{ MeV}/c$) und das primäre Teilchen („leading particle“) dringt ohne große Richtungsänderung mit ca. 50% seiner Energie tiefer in die Atmosphäre ein, um nach etwa einer weiteren Wechselwirkungslänge λ_1 erneut einen Stoß auszuführen. Abbildung 2.4 zeigt eine schematische Darstellung der Schauberentwicklung.

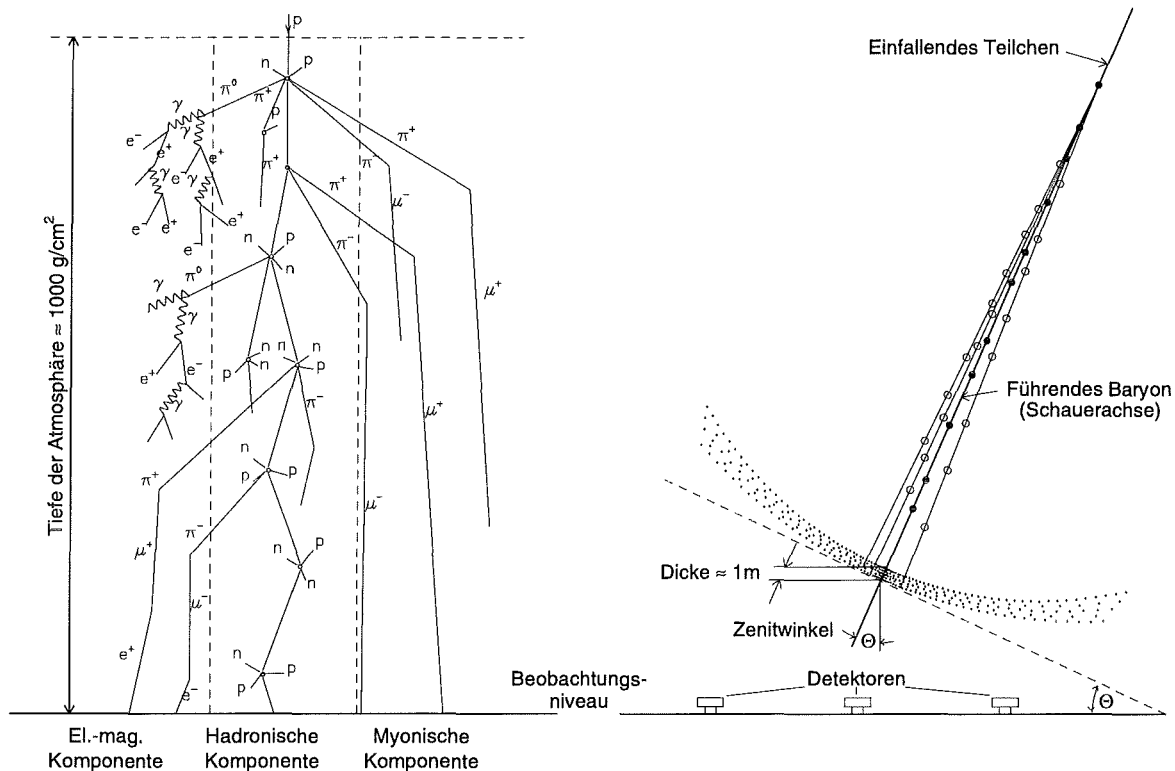


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers (links) und der auf ein Detektorarray auftreffenden Schauerfront (rechts) [All75].

Die entstehenden neutralen Pionen zerfallen schnell ($\tau_0 = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s) in 2 γ -Quanten. Durch einen alternierenden Prozeß von Paarerzeugung und Bremsstrahlung entsteht die **elektromagnetische Komponente** des Luftschauers. Sinkt die Energie der Teilchen unter die kritische Energie E_c (in Luft 84 MeV), unterhalb welcher Ionisationsverluste der Elektronen über Bremsstrahlungsverluste dominieren, so stoppt die Teilchenvervielfachung und der Schauer stirbt exponentiell aus.

Die geladenen Pionen ($\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s) zerfallen in Myonen und Neutrinos. Während die Neutrinos ohne nennenswerte Wechselwirkung den Schauer verlassen, unterliegen die Myonen Ionisations- und Zerfallsprozessen. Die beim Zerfall entstehenden Elektronen tragen zur elektromagnetischen Komponente des Schauers bei. Die Myonen, die auf Grund eines Lorentzfaktors von 10^4 – 10^8 mit 50% Wahrscheinlichkeit den Erdboden erreichen, bilden die **myonische Komponente** eines Luftschauers, welche auf Meeressniveau eine Ausdehnung von typischerweise einigen hundert Metern hat.

Pionen und Nukleonen verbleiben in einem engen Bereich um die Schauerachse (≈ 6 – 10 Meter) und werden als **hadronische Komponente** des Luftschauers oder als *Kern* des Luftschauers bezeichnet.

Bei der Beschreibung eines hadroninduzierten Luftschauers ist die elektromagnetische Komponente besonders wichtig, da bei jedem Stoß ca. 1/3 der Energie in elektro-

magnetisch wechselwirkende Teilchen übergeht. Die **longitudinale Entwicklung** eines solchen elektromagnetischen Schauers wird näherungsweise beschrieben durch

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} e^{t(1-1.5 \ln s)}. \quad (2.5)$$

Die *Schaugröße* N_e gibt die Anzahl der Elektronen als Funktion der Primärenergie E_0 und atmosphärischen Tiefe $t = X/X_0$ an. X_0 ist die Strahlungslänge, E_c die kritische Energie, $\beta = \ln(E_0/E_c)$. Der Parameter $s = 3t/(t+2\beta)$ wird *Schaualter* („age“) genannt und charakterisiert den Entwicklungszustand des Schauers. Die Skala von s beginnt bei 0 mit dem Start des Schauers, hat beim Maximum der Teilchenzahl, $t_{\max} = \beta$, den Wert 1 und in der aussterbenden Phase Werte >1 . Typische Größen für die laterale Ausdehnung der elektromagnetischen Komponente sind 80–100 m.

Die **Lateralverteilung** eines elektromagnetischen Schauers wird durch Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen bestimmt. Der Molière-Radius $R_M = 21 \text{ MeV} \cdot X_0/E_c$ in Luft beträgt ca. 80 m und gibt die Größenordnung für die laterale Ausdehnung. Eine gute analytische Beschreibung gibt die NKG²-Formel [Gre56]

$$\rho_e(r, t, E_0) = C(s) \frac{N_e}{2\pi R_M^2} \left(\frac{r}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (2.6)$$

Sie beschreibt die Elektronendichte ρ_e in einem Radiusbereich von $r > 1$ m für Schaualter $0.6 < s < 1.8$, mit einem Normierungsfaktor $C(s) = \Gamma(4.5 - s)/(\Gamma(s)(4.5 - 2s))$.

Die Entwicklung eines hadronischen Schauers ist starken Fluktuationen unterworfen, und bei hohen Energien wird die Beschreibung der hadronischen Reaktionen stark modellabhängig [Ung97]. Dennoch ist aus den Observablen des hadronischen Kerns ein Rückschluß auf die Masse des primären Teilchens möglich. Eine modellhafte Vorstellung, in der die Wechselwirkung des Primärteilchens mit dem Targetkern nur über einzelne Nukleonen abläuft, erlaubt die Annahme, daß die Meßgrößen mit der Anzahl N der Nukleonen des Primärteilchens skalieren. Gleichzeitig verringern sich die Fluktuationen $\propto N^{-1/2}$, die Reaktion wird gleichsam über die Anzahl der am Stoß beteiligten Nukleonen N gemittelt [Sch94].

Da die erste Wechselwirkung eines primären Eisenkernes höher in der Atmosphäre erfolgt als für einen durch ein primäres Proton induzierten Schauer ($\lambda_{Fe} \approx 15 \text{ g/cm}^2$, $\lambda_p \approx 80 \text{ g/cm}^2$), erreicht der Fe-Schauer sein Schauermaximum in größerer Höhe. Das Superpositionsmodell beschreibt einen Fe-Schauer als Überlagerung von 56 p-Schauern der Energie $1/56$. Die meisten Sekundärteilchen, außer μ und ν , erreichen daher den Erdboden nicht. Für die Beobachtung auf Meeresebene folgt daraus, daß ein Fe-induzierter Schauer einen erhöhten μ -Anteil und einen verringerten Elektron- und

² Nishimura, Kamata und Greisen

Hadronanteil aufweist. Die laterale Verteilung der Elektronen ist flacher entsprechend dem höheren Alter des Fe-induzierten Schauers. Das Verhältnis N_{μ}/N_e ist eine signifikante Größe zur Bestimmung der Masse des Primärteilchens.

2.3. Unbegleitete Hadronen

Als ein unbegleitetes Hadron (Single Hadron) wird ein Ereignis klassifiziert, das im Detektor nur die Spur eines einzelnen durchdringenden Teilchens zeigt und nicht Bestandteil eines ausgedehnten Luftschauers ist.

Bei einer mittleren Absorberdicke der Erdatmosphäre von ca. $12 \lambda_T$ wechselwirkt ein primäres Proton im Mittel 12 mal. Die Inelastizität $\eta \approx 0.5$ ist weitgehend unabhängig von der Energie. Ein Proton gibt dementsprechend bei jeder Wechselwirkung etwa die Hälfte seiner Energie an Sekundärteilchen ab und erreicht den Erdboden mit einem Promille seiner ursprünglichen Energie. Die entstandenen Sekundärteilchen erzeugen einen begleitenden Luftschauer.

Die Anzahl der Wechselwirkungen folgt einer Poissonverteilung. Damit besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß Teilchen nach wesentlich weniger als 12 Wechselwirkungen den Erdboden erreichen. Zudem zeigt η starke Fluktuationen und hat eine breite, flache Verteilung. Darüber hinaus sind etwa 15% der Stöße peripher, bei denen das Hadron fast seine gesamte Energie behält. Berücksichtigt man das steil abfallende Energiespektrum, so wählt man durch die Beobachtung von Hadronen eines festen Energieintervalls in einer bestimmten atmosphärischen Tiefe diejenigen Teilchen aus, deren Anzahl von Wechselwirkungen geringer, und deren Inelastizität höher war als im Durchschnitt [Bro73]. Dies führt dazu, daß 3% der auf Meereshöhe gemessenen Teilchen noch 1% ihrer Primärenergie besitzen, und ca. 0.3% der Nukleonen auf ihrem Weg weniger als 90% ihrer Energie in nur 3–4 Wechselwirkungen verlieren [Sch91]. Es bilden sich nur lokale Luftschauer mit geringem Energieanteil aus, die schnell aussterben und auf Meereshöhe nicht mehr nachgewiesen werden können. Das primäre Teilchen wird, wenn es hochenergetisch genug ist, als unbegleitetes Hadron detektiert.

Diese unbegleiteten Hadronen sind stärker mit dem Primärteilchen korreliert als Hadronen in Schauerkerne. Die Richtungsinformation des Primärteilchens wurde durch die wenigen Stöße weitestgehend konserviert.

3. Kalorimeter

In einem Kalorimeter wird die Energie eines hochenergetischen Teilchens (>1 GeV) durch Wechselwirkung mit Materie in wiederholter Mehrfacherzeugung an Sekundärteilchen abgegeben. Die Zahl der Schauerteilchen N ist proportional der Energie E_0 des nachzuweisenden primären Teilchens.

$$N \propto E_0 \quad (3.1)$$

Ein fester Bruchteil der Energie der entstehenden Sekundärpartikel wird in ein meßbares Signal umgesetzt.

Dadurch ergeben sich folgende Eigenschaften für Kalorimeter:

- Man kann die Energie geladener und ungeladener Teilchen messen. Die Energiebestimmung wird mit steigender Energie infolge der steigenden Anzahl an Sekundärteilchen besser.
- Durch eine Analyse der Schauerentwicklung in der Materie läßt sich das primäre Teilchen identifizieren.
- Durch eine Rekonstruktion der Schauerentwicklung gewinnt man Orts- und Winkelinformationen über das einfallende Teilchen.

Eine gute Energieauflösung wird erreicht, wenn die Energiedeposition der Teilchenkaskade im gesamten Kalorimeter gemessen werden kann.

Diese *homogenen Kalorimeter* werden bevorzugt zur Untersuchung rein elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen niederer Energie verwendet. Die notwendige Abmessung eines Kalorimeters für 100% Energieeinschluß skaliert jedoch mit $\ln E$ und überschreitet für stark wechselwirkende Teilchen schnell technisch realisierbare Ausmaße.

Deshalb geht man zu *Sampling Kalorimetern* über. In ihnen entwickelt sich der Schauer in einem dichten Absorber (passives Medium) und wird nur stichprobenartig in einem sensitiven Material, dem aktiven Medium, gemessen. Dies ermöglicht eine kostensparende, kompakte Bauweise, verringert allerdings die Energieauflösung.

3.1. Elektromagnetische Kaskade

Durch Wechselwirkungen von hochenergetischen Elektronen mit einem Absorber kommt es zu einer elektromagnetischen Kaskade (EMC). Auftretende Prozesse sind:

- Elastische Stöße mit Hüllenelektronen.
- Inelastische Stöße mit Elektronen, Ionisation und Anregung.

- Inelastische Stöße die zur Ablenkung führen, Bremsstrahlung.
- Čerenkovlicht.

Der Schauer entwickelt sich durch fortgesetzte Paarerzeugung und Bremsstrahlung. Eine Strahlungslänge X_0 ist der mittlere Abstand, in dem die Energie E eines Elektrons infolge Bremsstrahlung um den Faktor e abnimmt, bzw. der mittlere Weg, nach dem ein Gammaquant im Coulombfeld eines Kernes in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert³.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{RAD} = \frac{E}{X_0} \quad (3.2)$$

Das bedeutet, daß sich pro Strahlungslänge die Teilchenzahl verdoppelt. Für Energien größer als 1 GeV, wenn Bremsstrahlung und Paarbildung nahezu energieunabhängig sind, erlaubt so die Strahlungslänge eine materialunabhängige Beschreibung der Kaskade. Sie wird abgeschätzt durch:

$$X_0 [g/cm^2] \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad (3.3)$$

Die Teilchenzahl einer EMC steigt an, bis die Elektronen im Mittel die kritische Energie

$$E_c [MeV] = \frac{710}{Z + 0.92} \quad (3.4)$$

erreicht haben. Das ist die Energie, bei der Ionisationsverluste größer werden als Bremsstrahlungsverluste, also die Grenze zwischen Schauervervielfachung und Energieabnahme der EMC [Par94].

3.1.1. Die longitudinale Entwicklung der EMC

Die Schauerentwicklung eines Teilchens der Energie E_0 im Absorber wird analytisch beschrieben durch [Par94]

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.5)$$

Mit t der Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge und energieabhängigen Parametern a und b . Der Anstieg der Teilchenzahl wird durch a wiedergegeben, während b die Absorption nach dem Schauermaximum beschreibt. Das Schauermaximum t_{\max} folgt aus Gleichung (3.5) zu

$$t_{\max} = \frac{(a-1)}{b} \quad (3.6)$$

³ Genauer: 7/9 dieses Weges.

Aus (3.5) kann die Energie des Teilchens bis auf eine detektorabhängige Konstante c bestimmt werden.

$$E_0 \propto c \frac{\Gamma(a)}{b^a} \quad (3.7)$$

3.1.2. Die transversale Entwicklung der EMC

Die Ausdehnung der EMC in lateraler Richtung wird durch Bremsstrahlung und Vielfachstreuung der Elektronen verursacht. Der Bremsstrahlungswinkel ist über

$$\Theta_{Brems} \propto \frac{p_e}{m_e} \quad (3.8)$$

durch Impuls p_e und Masse m_e der Elektronen gegeben. Die Richtungsänderung infolge Vielfachstreuung nicht strahlender Elektronen läßt sich beschreiben durch

$$\langle \Theta \rangle \propto \frac{E_s}{p_e} \quad (3.9)$$

mit der Konstanten der Vielfachstreuung $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} \cdot m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$. Gestreute Gammaquanten werden nur exponentiell abgeschwächt und können sich sehr weit von der Schauerachse fortbewegen, um sich noch in größerer Tiefe bemerkbar zu machen. Eine praktische Beschreibung erlaubt der Molière Radius R_M , der die laterale Ablenkung eines Elektrons mit der kritischen Energie auf einer Strahlungslänge angibt.

$$R_M = \frac{E_s}{E_c} X_0 \left[g/cm^2 \right] \quad (3.10)$$

$$R_M \cong 7 \frac{A}{Z} \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \quad \text{für} \quad 13 \leq Z \leq 92 \right)$$

Das laterale Schauerprofil ist schmal, 95 % der Energie sind in einem Zylinder mit einem Radius von $2 R_M$ enthalten.

3.2. Hadronische Kaskade

Im Kalorimeter verliert ein stark wechselwirkendes Teilchen seine kinetische Energie durch inelastische Wechselwirkungen (Kernspallation, Kernanregung) und erzeugt eine hadronische Kaskade (HC) aus stark wechselwirkenden Teilchen (p , n , π^\pm) und eine begleitende EMC aus Reaktionsprodukten des Kernstoßes (γ , ϵ , π^0). Die Vielfältigkeit der möglichen Prozesse erlaubt keine analytische Beschreibung der Schauerentwicklung analog zur EMC.

3.2.1. Die longitudinale Entwicklung der HC

Betrachtet man Hadronen einer bestimmten Energie, so nimmt ihre Anzahl N mit der Tiefe t entsprechend der Wechselwirkungslänge λ ab.

$$N = N_0 \cdot e^{-t/\lambda} \quad (3.11)$$

λ wird als Skala der hadronischen Schauarentwicklung benutzt [Kle87].

$$\lambda = \frac{\lambda_I}{\rho} = \frac{A}{\sigma_i N_A \rho}, \quad (3.12)$$

mit der nuklearen Wechselwirkungslänge λ_I , A und ρ der Molmasse und Dichte des Absorbers, N_A der Avogadrozahl und σ_i dem inelastischen hadronischen Wirkungsquerschnitt. Für Protonen in einem typischen Eisenkalorimeter mit $\rho = 7.3 \text{ g/cm}^3$ beträgt $\lambda \approx 18 \text{ cm}$. Der Anstieg in der Teilchenzahl wird durch die Energiedeposition der begleitenden EMC bestimmt. Die langsame Abnahme des Energiedeposits folgt der rein hadronischen Komponente.

Das Schauervermaximum wird bei etwa $t_{\max}[\lambda] \approx 0.2 \cdot \ln E[\text{GeV}] + 0.7$ erreicht. Die Tiefe für 95 % Energieeinschluß liefert die Abschätzung $t_{95\%} \approx (9 \cdot \ln E[\text{GeV}] + 40) \cdot \lambda^{-1}$, was für ein 100 GeV Hadron ca. 4.5λ (81 cm in Eisen) ergibt.

3.2.2. Die transversale Entwicklung der HC

Die horizontale Verteilung der Schauerteilchen hängt von der Schauertiefe ab und unterscheidet sich stark von der transversalen Entwicklung einer EMC, besonders für große Kernladungszahlen Z , wenn X_0 und λ sehr verschieden werden. Der zentrale Schauerkern hochenergetischer Hadronen hat eine Breite von nur $0.1 - 0.5 \lambda$, während die niederenergetischen Teilchen der begleitenden EMC weiter um die Schauerachse verteilt sind. Der Radius für 95% Energiedeposition wird in einer Näherung für kleine Energien mit $R_{95\%} \approx \lambda$ abschätzt [Fab82].

3.3. Energieauflösung

Die gemessene Energie in einem Samplingkalorimeter ist der Anzahl der entstandenen Sekundärteilchen proportional. Für die Energieauflösung erwartet man deshalb:

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.13)$$

In einem homogenen, unbegrenzten Detektor, der den gesamten Schauer enthält, ist die Energieauflösung hingegen nur durch unvermeidbare apparative Schwankungen begrenzt.

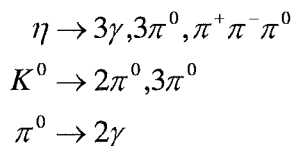
3.3.1. Intrinsische Fluktuationen

Gibt es eine untere Nachweisgrenze des Detektors, die Schwellenenergie E_d , unterhalb der die Sekundärteilchen nicht mehr nachgewiesen werden, so führt dies zu Fluktuationen. Die detektierbare Spurlänge T_d im Detektor, in Einheiten der Strahlungslänge, hängt von dem Verhältnis von Schwellenenergie zur kritischen Energie E_c ab.

$$T_d = \frac{E_0}{E_c} \cdot f(E_d/E_c) \quad (3.14)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_T}{T} \cong \frac{\text{const}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

Die Proportionalitätskonstante beträgt für elektromagnetische Kalorimeter nur ca. 0.01, für Hadronkalorimeter können die Fluktuationen 50% erreichen. Das liegt zum Einen daran, daß ein großer Anteil in nicht detektierbare Energie übergeht. Zum Anderen werden in der hadronischen Kaskade auch Teilchen erzeugt, die über ihren Zerfall einen Großteil der Energie der HC in die begleitende EMC überführen.



Die in der HC direkt entstehenden ungeladenen Pionen machen ca. 1/3 der insgesamt entstehenden Pionen aus. Dieser Anteil ist aber von Ereignis zu Ereignis großen Schwankungen ausgesetzt.

Der Teil der Energie eines einfallenden Hadrons, der im Kalorimeter nicht nachweisbar ist, setzt sich wie folgt zusammen:

- Bindungsenergie der Kerne bei Kernspallation.
- Stark ionisierende Kernfragmente, die nur zum Teil nachweisbar sind.
- Nicht nachgewiesene niederenergetische Neutronen.
- Niederenergetische Gammas oder Protonen, die nur geringe Reichweite im Absorber haben oder im Detektor durch auftretende Sättigungseffekte nicht nachweisbar sind.
- Kernanregung
- Myonen und Neutrinos, die ohne Wechselwirkung den Detektor verlassen (mit ca. 1% ein vernachlässigbarer Anteil).

Dieser Anteil nicht meßbarer Energie unterliegt starken Schwankungen und beträgt im Mittel ca. 25%. Die dadurch hervorgerufenen intrinsischen Fluktuationen werden im allgemeinen angegeben mit

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{intr}} \approx \text{const} \cdot \frac{1}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad \text{für } \text{const} = 0.2 \text{ bis } 0.5 \quad (3.15)$$

3.3.2. Leckverluste

Longitudinales Leakage

Verlassen die Schauerteilchen den Detektor in Schauerrichtung und tragen sie nicht mehr zur Energiebestimmung bei, so verschlechtert sich die Energieauflösung. In einem einfachen Modell betrachtet man die Schauerenergie in der letzten Ebene, die durch Fluktuationen einmal innerhalb und einmal außerhalb des Kalorimeters liegt. Die Schauerenergie der letzten Schicht ist dE/dt_{last} und die Fluktuationen in der Lage des Schauermaximums sei $\sigma(t_{\text{max}})$, so daß

$$\sigma(E) = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{last}} \cdot \sigma(t_{\text{max}}) \quad (3.16)$$

Der Anteil der herausleckenden Energie steigt, wie auch das Schauermaximum, mit der Energie an.

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{leak}} \propto \text{const} \cdot \ln(E) \quad (3.17)$$

In hadronischen Kalorimetern sind es besonders niederenergetische Neutronen, die nicht im Detektor nachgewiesen werden können. Die Auflösungsfunktion wird asymmetrisch mit einem niederenergetischen Anteil.

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{leak}} \propto \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{f=0} \cdot (1 + 4f) \quad \text{für } f \leq 0.3 \quad (3.18)$$

f beschreibt den mittleren Anteil der durch longitudinales Leakage verlorenen Energie.

Laterales Leakage

Vergrößert sich der Winkel der Teilchen zur Schauerrachse Θ , so ist die tatsächlich durchquerte Wegstrecke $d/\cos\Theta$, und die Anzahl der durchquerten aktiven Ebenen in einem Sampling Kalorimeter nimmt ab. $\langle \cos\Theta \rangle \propto \cos(E_s/\pi E_C)$, mit E_s der Konstanten der Vielfachstreuung und E_C der kritischen Energie. Der Effekt ist energieunabhängig und steigt mit dem Molière Radius an.

3.3.3. Sampling Fluktuationen

Unter Sampling Fluktuationen versteht man die Schwankungen der Anzahl der Teilchenspuren, die das aktive Medium durchqueren. Für eine Schwellenenergie $E_d = 0$ gilt für die gesamte Spurlänge des Teilchens $T = E_0/E_C$. Für ΔE dem Energieverlust eines

minimal ionisierenden Teilchens in einer Samplinglagen der Dicke d der und $\Delta E = d \cdot E_c$ folgt für die Auflösung

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{Samp} \propto c \cdot \sqrt{\frac{\Delta E}{E(\text{GeV})}} = c \cdot \sqrt{\frac{E_c d}{E(\text{GeV})}} \quad \text{mit } c \approx 0.09 \quad (3.19)$$

Mit $\sigma/E \propto \sqrt{d}$ berücksichtigt dies auch die Tatsache, daß niederenergetische Elektronen kurze Reichweiten haben und nur dann ins aktive Medium gelangen können, wenn sie an der Absorberoberfläche erzeugt werden. Die Annahme, daß das Signal im aktiven Medium ein fester Bruchteil der Energie ist, die im passiven Medium deponiert wird, ist nicht mehr richtig. Die Auflösung wird über eine Parametrisierung der Experimentdaten bestimmt. Insgesamt sind die Samplingfluktuationen bei Hadronkalorimetern kleiner als die intrinsischen Fluktuationen, aber etwa doppelt so groß wie bei den elektromagnetischen Kalorimetern.

3.3.4. Landau Fluktuationen

Die Fluktuationen des Energiedeposits eines minimal ionisierenden Teilchens wird durch die Landauverteilung beschrieben. Sie ist asymmetrisch mit einem langen Ausläufer zu höheren Energien. Wenige Teilchen können deshalb viel Energie deponieren und verschlechtern so die Statistik. Für dichte Materie erhöht dieser Effekt die Fluktuationen nur um ca. 3 %, weshalb in Hadronkalorimetern der Anteil unbedeutend ist.

3.3.5. Weitere Einschränkungen der Energieauflösung

Als weitere praktische Einschränkungen treten auf:

- Energie, die in eine nicht gemessene Form dissipiert (z.B. Szintillation in einer Ionisationskammer).
- Kalibrationsfehler führen zu einer konstanten Beschränkung der Energieauflösung.
- Detektor- oder Elektronikrauschen bzw. Sättigung.

Insgesamt ergibt sich folgendes Bild für die Energieauflösung eines Detektors:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{A_0}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{A_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + (A_2 \ln E)^2 + \left(A_3 \frac{\sqrt{N}}{E}\right)^2 + A_4^2 \quad (3.20)$$

- A_0 Schauer Fluktuationen
- A_1 Sampling Fluktuationen
- A_2 Leckverluste
- A_3 Rauschen
- A_4 konstante Effekte, wie Kalibrierung

3.3.6. Kompensation

Das mittlere Kalorimetersignal für die rein hadronische Komponente ist wegen der nicht sichtbaren Energie, wie in 3.3.1 erläutert, kleiner als das elektromagnetische Signal. Man gibt das Signalverhältnis e/h an.

Die Fluktuationen im Anteil der π^0 sorgen dafür, daß ein wechselnder Bruchteil der Energie des einfallenden Hadrons in die begleitende EMC geht. Ist nun die Kalorimeterantwort für Elektronen und Hadronen verschieden, so schwankt auch die ermittelte Energie. Das Detektorsignal für Hadronen ist deshalb statistisch verbreitert und durch Energieverluste verkleinert. Mit steigender Energie verringert sich die Breite der Verteilung bei konstantem Mittelwert. Ist das Signalverhältnis $e/h \neq 1$ verbessert sich die Energieauflösung langsamer als $1/\sqrt{E}$.

In kompensierenden Kalorimetern wird nun versucht, die Detektorantwort für die EMC abzuschwächen und für den hadronischen Anteil der Teilchenkaskade zu erhöhen. Dazu werden Absorber hoher Dichte verwendet, die elektromagnetische Teilchen stärker absorbieren, und aktive Medien, die Kernspaltungsprodukte der HC, z.B. Neutronen und Gammaquanten, gut nachweisen können. Neutronen werden beispielsweise in den Ionisationsflüssigkeiten Tetramethylsilan oder Tetramethylpentan infolge der Rückstoßprotonen gut nachgewiesen.

4. Das KASCADE Experiment

Das Luftschauerexperiment KASCADE ist auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe 110 m über Meeresebene gelegen. Ziele von KASCADE sind die Bestimmung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich $3 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ eV und die Lokalisierung von Punktquellen [Sch98].

Das Detektorensemble ist in der Lage, verschiedene Parameter eines ausgedehnten Luftschauers gleichzeitig zu bestimmen und so die Energie, Masse und Einfallsrichtung des Primärteilchens zu ermitteln. Abbildung 4.1 zeigt eine Gesamtansicht der Anlage mit den verschiedenen Detektorkomponenten.

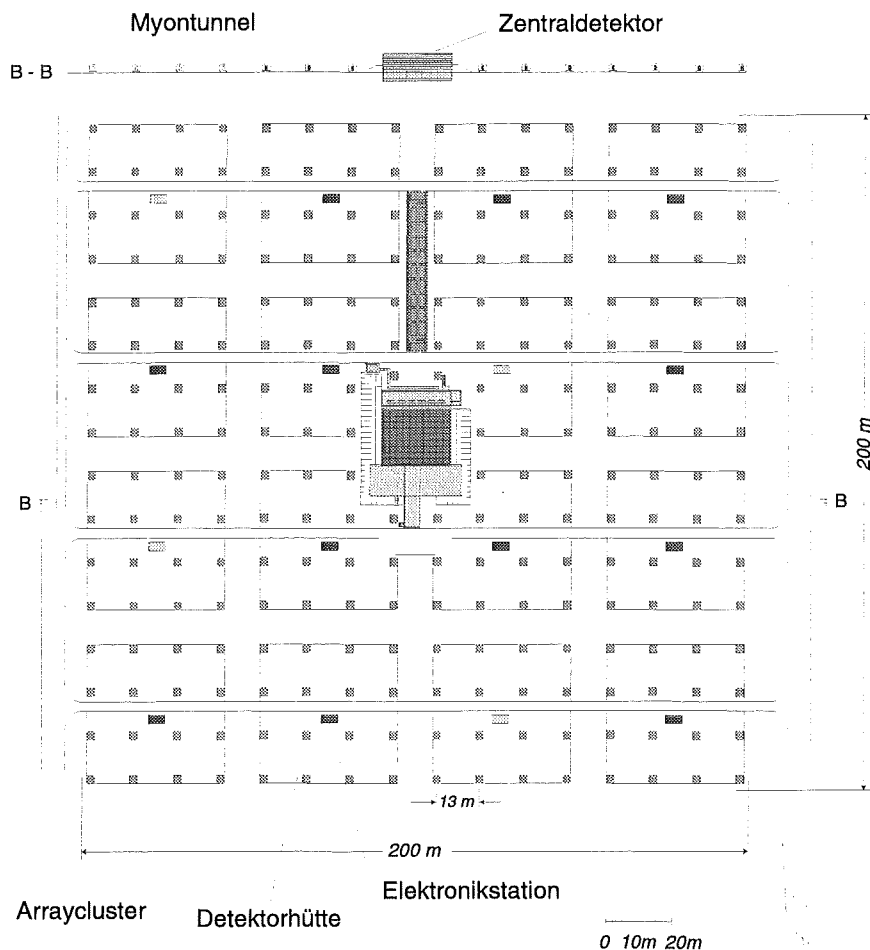


Abbildung 4.1: Grundriss des **KASCADE** Experimentes. Dargestellt sind die einzelnen Messstationen des Arrays, der Myonspurdetektor und der Zentraldetektor in der Mitte der Anordnung.

In dem $200 \times 200 \text{ m}^2$ großen Array messen 252 Detektorstationen, bei einer Flächenbelegung von 2%, die elektromagnetische und myonische Komponente eines Luftschauers. In jeder Station befinden sich 2–4 Flüssigszintillationszähler, die Elektronen und γ -Quanten mit einer Schwelle von ca. 3 MeV und einer Zeitauflösung von 0.8 ns nachweisen. In den äußeren Stationen sind zusätzlich unter $20 X_0$ Bleiabsorber Plastikszintillatoren untergebracht, die Myonen mit Energien $E_\mu > 300 \text{ MeV}$ detektieren. Mit dem Array ist es möglich, Ort und Ankunftszeit des Schauerzentrums, Richtung der Schauerachse sowie Anzahl und Lateralverteilung der Myonen und Elektronen, und damit auch das Schaueralter, zu bestimmen.

In einem unterirdischen, mit $18 X_0$ abgeschirmten, Spurdetektor wird eine unabhängige Rekonstruktion der Myonen oberhalb einer Schwelle von $E_\mu > 800 \text{ MeV}$ durchgeführt. Mehrere Ebenen ortsauflösender Streamerkammern rekonstruieren Myonspuren mit 2 cm Genauigkeit in jeder Koordinate und erreichen eine Winkelauflösung von 0.5° [Dau98].

Im Zentrum der Anlage befindet sich eine kombinierte Detektorstation. Sie besteht aus einem $19 \times 16 \text{ m}^2$ großen Eisen-Samplingkalorimeter mit 12λ Tiefe. In 8 aktiven Ebenen messen Ionisationskammern die Energiedeposition von Hadronen über vier Größenordnungen hinweg ab Energien von 10 GeV. Eine Lage Plastikszintillationszähler unter 2λ Absorber dient als Trigger für das Kalorimeter. Unter dem Kalorimeter sind in 2 Ebenen Vieldrahtproportionalkammern angebracht, welche hochenergetische Myonen mit $E_\mu > 2 \text{ GeV}$ untersuchen. Eine Anordnung von Plastikszintillationszählern auf dem Dach dient zur Messung des elektromagnetischen Anteils des Schauerzentrums.

Für Schauer mit einer Größe von ca. 10^5 Elektronen, typischerweise ausgelöst durch ein 10^{15} eV Primärteilchen, ergeben sich für KASCADE folgende erreichbare, relative Genauigkeiten. Die hadronische Energiesumme ist zu 5% bestimmt, die Anzahl der Hadronen zu 8% und die Anzahl der Myonen im Schauerkern zu 12%. Das Array bestimmt die Anzahl der Elektronen mit 8%, das Schaueralter mit 7% und die Myonenzahl mit 16% Genauigkeit. Die Position des Schauerzentrums kann bis auf 2.5 m und die Schauerrichtung besser als 0.3° ermittelt werden [Sch98].

4.1. Das Zentralkalorimeter

Der Aufbau des Kalorimeters ist in Abbildung 4.2 wiedergegeben. Unter einer 5 cm ($9 X_0$) dicken Bleischicht sind in 8 Lagen Eisenabsorber von 12–36 cm Stärke aufgeschichtet. Die Spalte, in denen die Ionisationskammern eingebaut sind, haben eine lichte Höhe von 9 cm. Die Schichtdicke des aktiven Mediums beträgt 0.7 cm pro Ebene. Die unterste Detektorlage ist unter 77 cm (2λ) Schwerlastbeton an der Decke des Detektorkellers angebracht. Auf eine Höhe von 350 cm hat ein senkrecht einfallendes Proton eine Absorberschicht von 12λ zu durchqueren, das heißt, daß ein 25 TeV Proton seine Energie zu 98% im Detektor deponiert.

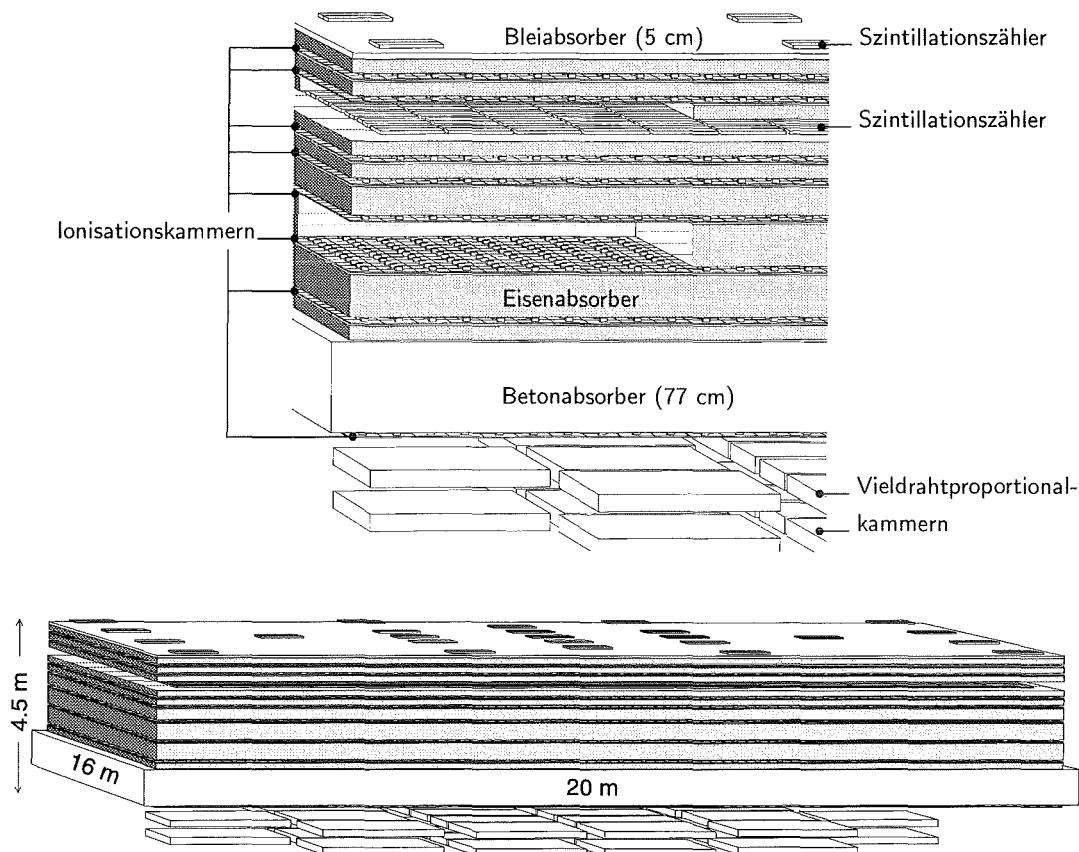


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des KASCADE Zentraldetektors.

Zwischen den Absorberschichten sind 9'592 Flüssigkeitsionisationskammern, wie in Abbildung 4.3 skizziert, in 8 Ebenen im Detektor installiert. Sie bestehen aus einem $50 \times 50 \times 1 \text{ cm}^3$ großen Edelstahlgehäuse mit 4 elektrisch isolierten Elektroden und sind mit 1.75 l Tetramethylsilan (TMS⁴) gefüllt. Die Flüssigkeit stellt einen guten Isolator dar und zeigt eine hohe Beweglichkeit für freie Ladungsträger, die durch ein durchgehendes ionisierendes Teilchen erzeugt werden [Eng96]. Die Ionendrift im elektrischen Feld (5.7 kV/cm) zwischen Elektroden und Kammergehäuse induziert eine Ladung auf der Anode, die über Koppelkondensatoren dem Vorverstärker zugeführt wird. Merkmale der Flüssigkeiten sind im Anhang I zusammengestellt. Besonderer Wert muß auf die Reinheit der Kammer und der Flüssigkeit gelegt werden, da elektronegative Verunreinigungen die Elektronendrift stark beeinträchtigen können. Die Kammern werden am Institut für Kernphysik chemisch und elektrisch gereinigt [Eng95], montiert und an einer Vakuumdestillationsanlage befüllt.

⁴ TMS: $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$, teilweise wird auch Tetramethylpentan, TMP: C_9H_{20} eingesetzt.

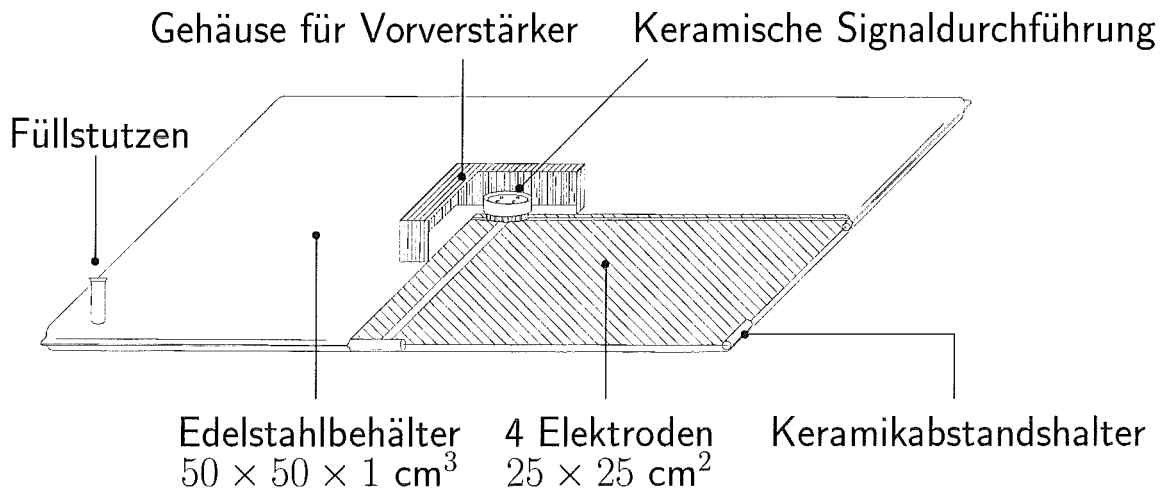


Abbildung 4.3: Aufbau einer Flüssigkeitsionisationskammer. Eine Kammer ist mit 1.75 l Tetramethylsilan oder Tetramethylpentan gefüllt. Die vier Elektroden sind über Keramikabstandshalter elektrisch isoliert montiert.

Die TMS-Kammern zeichnen sich durch ihren großen dynamischen Bereich aus, der es erlaubt, sowohl einzelne Myonen als auch Hadronen bis zu einer Energie von mehreren TeV zu messen.

4.1.1. Das Triggersystem

In der dritten Ebene des Samplingkalorimeters sind 456 Plastikszintillatoren der Größe $47.5 \times 47.5 \times 3 \text{ cm}^3$ installiert und belegen 64% der Detektorfläche. Sie befinden sich unter 2λ ($30 X_0$) Absorbermaterial. Das garantiert eine ausreichende Abschirmung gegen die elektromagnetische Komponente des Schauers und erzielt eine hohe Wahrscheinlichkeit für ein eindringendes Hadron in Wechselwirkung mit dem Absorber einen Schauer im Kalorimeter auszulösen.

Ein gültiges Triggersignal ist gegeben, wenn eine einstellbare Mindestanzahl von Myonen oder mindestens ein Hadron in der Triggerebene nachgewiesen wurde. Ein Myontrigger ist gegeben, wenn mindestens 8 Detektoren eine Amplitudenschwelle von 30% eines minimal ionisierenden Teilchens ($6.4 \text{ MeV} = 1 \text{ mip}$) überschritten haben. Ein Hadronsignal ist bei 166facher mip-Schwelle definiert. Das Signal startet die Auslese der Ionisationskammern und aller anderen Komponenten im Zentraldetektor. Die Zeitauflösung des Triggers beträgt 1.4 ns [Rai97] [Föl97].

4.2. Datenaufnahme

Für jedes getriggerte Ereignis werden im Kalorimeter ca. 40000 elektronische Kanäle ausgelesen. Die Meßdaten, welche eine Schwelle von $3 \cdot \sigma$ des mittleren Rauschwertes jedes Kanals überschreiten, werden als Rohdaten, zusammen mit den Daten der anderen KASCADE Detektoren, auf Massenspeichern gelegt und können zeitmarkengesteuert

wieder mit dem Detektorzustand (Kalibrationskonstanten, Wetterparameter etc.) zusammengeführt werden. Im Analyse- und Rekonstruktionsprogramm werden die Signale der Ionisationskammern mittels der Eichparameter in deponierte Energie umgerechnet. Die dafür notwendigen Parameter für jeden Kammerkanal werden einmalig in einer physikalischen Kalibration und regelmäßig bezüglich der elektronischen Kalibration bestimmt und in einer Datenbank gespeichert.

4.2.1. Physikalische Kalibration

Durchquert ein ionisierendes Teilchen die Ionisationskammer, so erzeugt es entlang seiner Spur freie Ladungsträger, die im homogenen elektrischen Feld getrennt werden. Das Kammer-signal wird durch die Driftbewegung der schnellen Elektronen erzeugt, die einer Rekombination entkommen konnten. Die Anzahl der Elektronen N_e , die an der Driftbewegung teilnehmen, wird durch den von der Feldstärke E abhängigen G-Faktor $G(E)$ parametrisiert, $N_e = G(E)E_{dep} / 100 eV$. Die Bewegung der Elektronen wird durch elektronegative Verunreinigungen im Ionisationsmedium, an welche die Elektronen sich anlagern, beeinflusst, denn die gebildeten Ionen tragen nicht mehr zum schnellen Signal der Kammer bei. Um das tatsächliche Verhältnis der gemessenen Ladung zur deponierten Ladung bestimmen zu können, wird jede Kammer in einem Detektorprüfstand einzeln vermessen. Über die bekannte Energiedeposition minimalionisierender kosmischer Myonen wird die Ladungsausbeute für verschiedene Feldstärken gemessen, und damit die Kammer physikalisch geeicht. In praxi wird eine *Lebensdauer* des freien Elektrons in der Flüssigkeit bestimmt. Der Elektrodenabstand wird für jeden Kanal über eine Kapazitätsmessung ermittelt [Hoe94].

4.2.2. Elektronische Kalibration

Die Auslese der Kammern erfolgt über VME-Elektronik mit Transputersteuerung [Hoe96]. Das durch die Kammerelektronik vorverstärkte Signal wird in Einheiten zu 8 Kammern zu den Hauptverstärkern geführt. Jeweils 64 Kanäle werden dort nachverstärkt, zu Pulsen von 20 μs Länge geformt und über ein Komparatorverfahren digitalisiert. Die Verstärkerkennlinie ist nahezu logarithmisch und ihre 12 freien Parameter werden in Kalibrationsmessungen für jeden Kanal bestimmt. Es wird so eine Genauigkeit von 99% für alle Bereiche der Verstärkung erzielt. Die Kalibration war innerhalb von 2 Jahren auf besser als 2% stabil. Der dynamische Bereich entspricht einer deponierten Energie von 0.6 MeV bis ca. 10 GeV [Ruh96]. Das Signal eines Myons in einem Kanal kann für 8.6 kV/cm mit einem Faktor von 1.6 über dem elektronischen Rauschen separiert werden [Rex96].

5. Datenanalyse

Die Auswertung der Meßdaten erfolgt in dem Analyse- und Rekonstruktionsprogramm KRETA⁵. Aus den ca. 12 kB/s KASCADE-Meßdaten wird für die vorliegende Analyse eine Selektion vorgenommen, welche die relevanten Daten in komprimierter Form enthält und einen schnellen Zugriff erlaubt. Eine Reanalyse dieser Kalorimeterdaten eines Jahres ist auf schnellen DEC-Alpha500 Workstations in einem Tag möglich.

Die Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen im Kalorimeter wird im KRETA Programm durch den „Single Hadron Prozessor“ übernommen [Mie96].

5.1. Die Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen

In einem ersten Analyseschritt werden die Rohdaten mit dem Detektorzustand zusammengeführt und über die Kalibrationsparameter die deponierte Energie jeden Kanals berechnet. Die Energieeinträge der Kanäle bilden eine dreidimensionale Matrix, die mit dem im Folgenden beschriebenen Verfahren auf Hadronspuren untersucht wird.

- 1) Eine Korrekturroutine findet stark rauschende Kanäle und markiert sie als defekt. Für defekte Kanäle wird ein Energiemittel der 8 umliegenden nicht defekten Kanäle in der jeweiligen Ebene angenommen.
- 2) In einem Clusteralgorithmus werden die Energieeinträge benachbarter Kanäle sukzessive dem lokalen Maximum der Energie zugesprochen. Dieser Vorgang wirkt auf einen Radiusbereich von ± 3 Kanälen (± 75 cm) und erfaßt somit einen hadronischen Teilenschauer in ausreichendem Maße, denn im Kalorimeter werden von einem 5 TeV Hadron in einem Radiusbereich von ca. 55 cm 95% der Energie deponiert [Mil98].
- 3) Die Clustermaxima höchster Energie jeder Ebene bilden ein mögliches Spurmuster. Dieses wird mit vordefinierten Mustern verglichen. Erlaubte Muster müssen Cluster in den obersten 3 Ebenen haben und mindestens noch ein weiteres Cluster mit maximal einer Ebene Abstand. Mit dieser Methode werden nacheinander alle Clustermaxima untersucht. Es können höchstens 10 Spuren akzeptiert werden.
- 4) Aus der vorläufigen Spur jedes Hadrons wird eine vorläufige Richtung bestimmt. Die Energieeinträge entlang der Spur werden nun iterativ in Form von winkelabhängigen Ellipsen als Energiedeposition des Hadrons in dieser Ebene aufaddiert. Die Richtung wird über eine Schwerpunktbildung der Energieeinträge aus den obersten 3 Ebenen ermittelt. Die Beschränkung auf die oberen Ebenen trägt dem Effekt Rechnung, daß

⁵ KASCADE Reconstruction for Extensive Airshowers. Für diese Arbeit wurde die Version 1.13/10 verwendet.

die Spur für schräg einfallende Teilchen in tieferen Absorberschichten abknickt, also steiler verläuft. Dies ist auf den Energieverlust durch gestreute Sekundärteilchen zurückzuführen, deren Trajektorie bei einer geneigten Spur teilweise länger durch den Absorber verläuft. Für Teilchen, welche in Richtung des Einfallslotes gestreut werden, ist die effektive Absorberschicht geringer und ihre Energiedeposition verschiebt den Energieschwerpunkt entlang der Einfallsrichtung. [Mie96].

- 5) Um die Rekonstruktion strahlender Myonen zu unterdrücken, darf die berechnete Energiesumme in einer Ebene maximal 80% der Gesamtenergie der Spur betragen.
- 6) Die Energiedeposition in der Spur muß mindestens 10 MeV in jeder Ebene betragen. Bei den geforderten 4 Ebenen führt das auf eine Schwelle von mindestens 40 MeV deponierter Energie.
- 7) Eine Triggerinformation wurde für die Spurrekonstruktion in der vorliegenden Analyse nicht verwendet.

Die Charakteristika des hier verwendeten Rekonstruktionsverfahrens wurden mit Simulationsrechnungen überprüft. Eine detaillierte Untersuchung findet sich bei Mielke [Mie96].

Der Anteil der durch das Rekonstruktionsprogramm gefundenen Hadronspuren steigt mit der Energie und nähert sich asymptotisch 100% an, wie in Abbildung 5.1 links dargestellt.

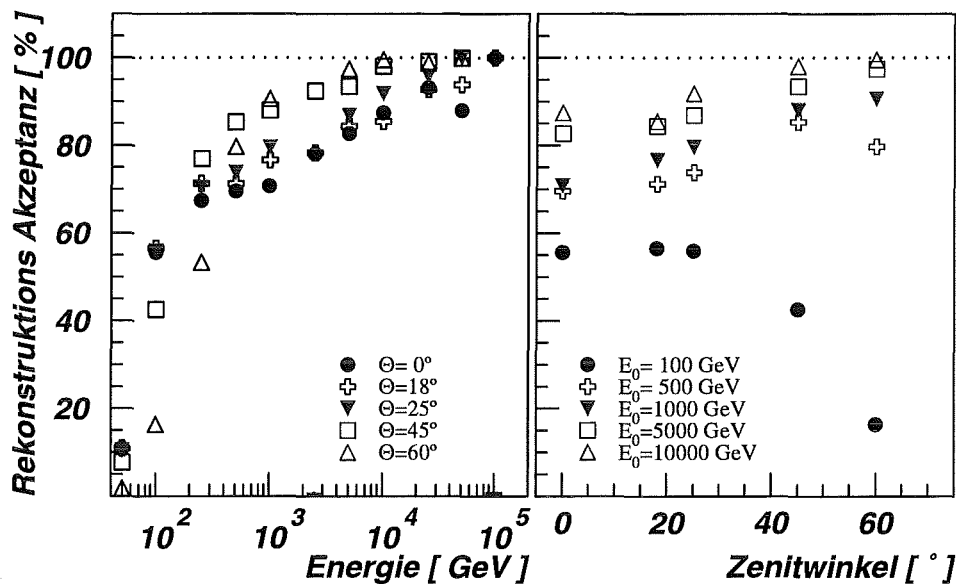


Abbildung 5.1: Akzeptanz der Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen in Abhängigkeit von Energie und Zenitwinkel simulierter Protonen.

Bei einer Energie von 1 TeV werden Hadronen mit 18° Zenitwinkel zu ca. 75% rekonstruiert. Die geringe Effizienz für kleine Energien ist durch die verwendeten Analyseschritte auf die Energiedeposition und die Anzahl der geforderten Ebenen bedingt,

die für die Rekonstruktion hochenergetischer Hadronen optimiert sind. Die Winkelabhängigkeit (in Abbildung 5.1 rechts) ist eine Folge der $\propto 1/\cos\Theta$ vergrößerten Tiefe des Absorbers. Das erhöht für hochenergetische Teilchen die Wahrscheinlichkeit, vor der ersten Ebene aufzuschauern und die geforderte Energiedeposition von 10 MeV in dieser Ebene zu erreichen. Für niedrige Energien und große Winkel kann dadurch allerdings die Spurbedingung von 4 Ebenen nicht mehr erfüllt werden, und die Akzeptanz sinkt wieder.

Bis zu einem Zenitwinkel von 30° werden mehr als 95% der deponierten Energie eines einzelnen Teilchens in jeder Ebene durch den Spursuchalgorithmus aufsummiert. Erst oberhalb 10 TeV verbleibt außerhalb des elliptischen Sammelbereichs genügend Energie, um eine weitere Teilchenspur vorzutäuschen, wie in Abbildung 5.2 links zu sehen ist. Solche Nebenspuren haben für einen Sammelradius von 75 cm weniger als 1% der insgesamt deponierten Energie und liegen nicht weiter als 2 m von der Teilchenspur entfernt. Der Einfallswinkel beeinflusst dieses Verhalten wenig, wie Abbildung 5.2 rechts zeigt, und ist erst für Energien oberhalb 10 TeV zu berücksichtigen.

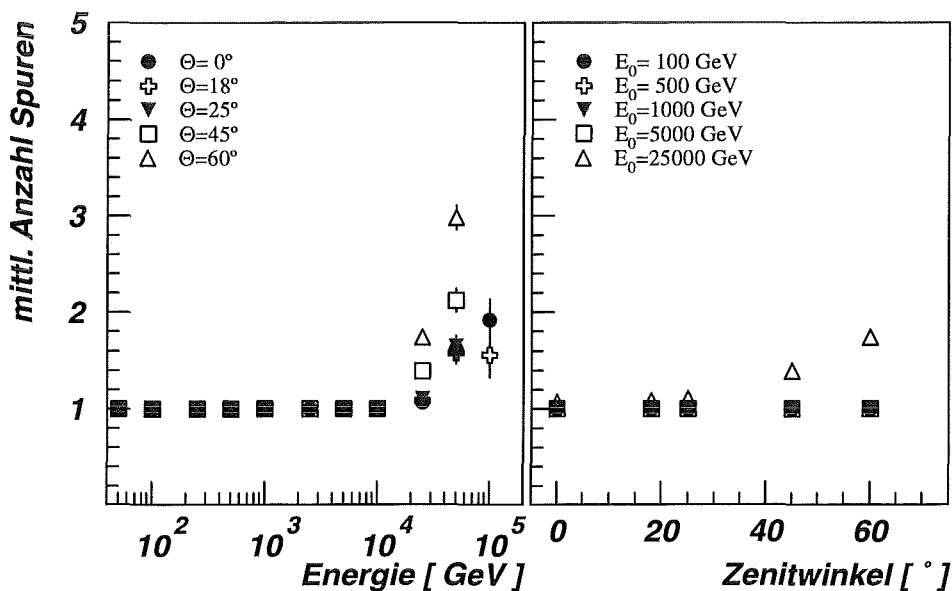


Abbildung 5.2: Mittlere Anzahl der rekonstruierten Spuren für ein einfallendes simuliertes Proton verschiedener Energien und Zenitwinkel.

Die erreichbare Ortsauflösung als Funktion der Energie ist in Abbildung 5.3 links wiedergegeben. Der Abstand der Auftrefforte von rekonstruiertem und simuliertem Hadron ist für alle Energien besser als 20 cm und erreicht ein Minimum für 1 TeV, was durch die Schwerpunktermittlung des Spursuchalgorithmus in 5 cm Schritten bedingt wird. Unterhalb 1 TeV wird die laterale Ausdehnung des Schauers so gering, daß die Segmentierung des Kalorimeters die Bestimmung des Energieschwerpunktes erschwert. Für große Zenitwinkel wirkt sich der laterale Energieverlust und die begrenzte Größe der Sammelellipsen auf die Ortsauflösung aus, wie in Abbildung 5.3 rechts zu sehen ist.

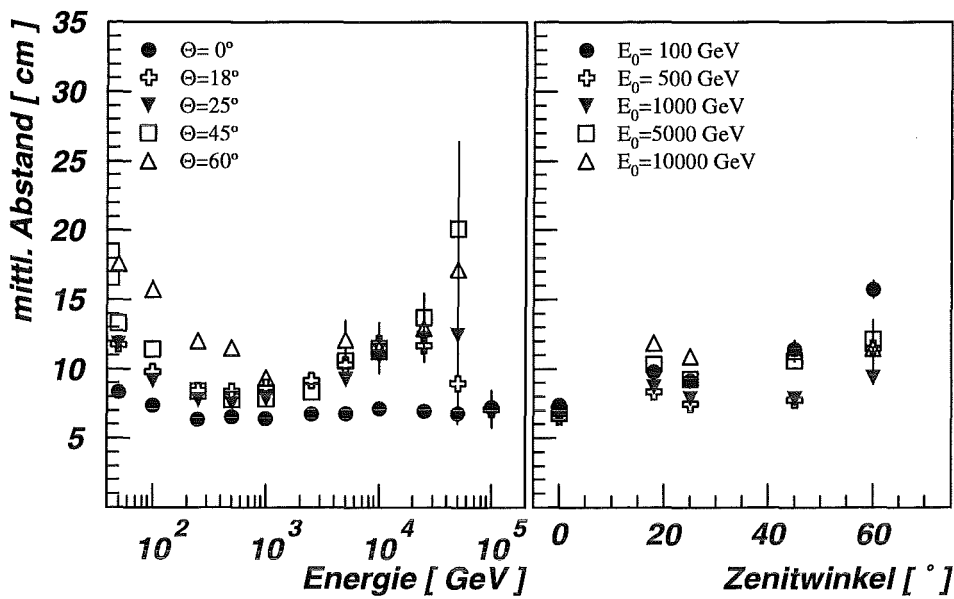


Abbildung 5.3: Mittlerer Abstand des Durchstoßpunktes des simulierten Protons ξ zur rekonstruierten Teilchenspur.

Die Winkelauflösung ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Sie beträgt für Energien im TeV Bereich und nahezu alle Einfallswinkel der Hadronen 4° . Für kleine Energien erschwert wiederum die geringe laterale Ausdehnung der Schauer bei gegebener Granularität des Detektors die exakte Richtungsbestimmung. Die Winkelauflösung für Energien oberhalb 500 GeV ist vom Zenitwinkel nahezu unabhängig. Die Forderung in mindestens 4 Ebenen Energie-deposition zu haben, begrenzt die maximale theoretische Winkelgenauigkeit auf 12° .

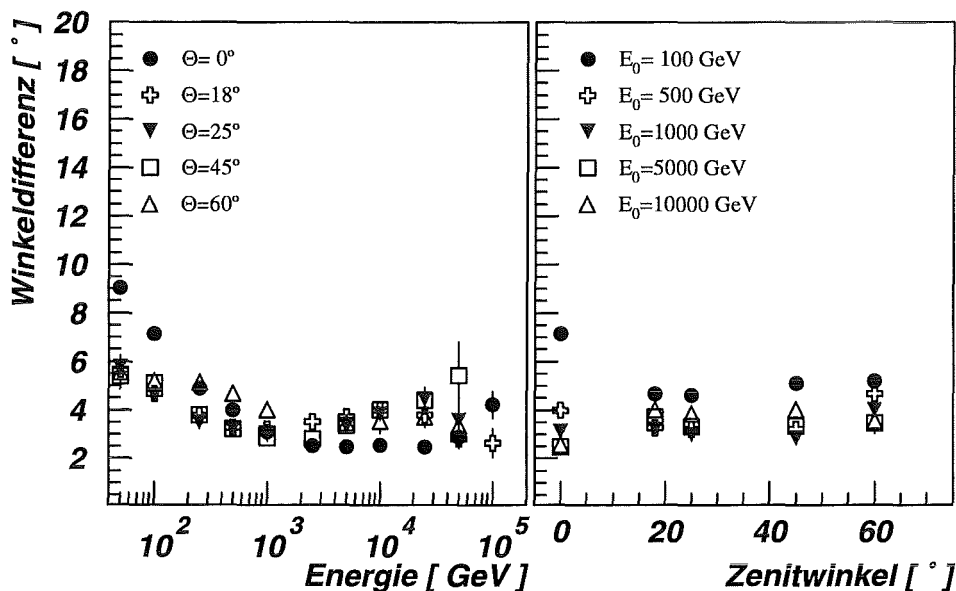


Abbildung 5.4: Winkelauflösung für die Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen als Funktion der Energie und des Zenitwinkels.

Mit der gewählten Analysemethode ist es möglich, zwei Hadronenspuren mit 100 cm Abstand zu trennen. Strahlende Myonen werden erst ab 10 TeV zu 1% als Hadronen mißidentifiziert, jedoch mit einem geringen Energieanteil von typischerweise 10% rekonstruiert [Mie93].

Für die vorliegende Arbeit wurde Wert auf eine gute Identifikation hochenergetischer Hadronen gelegt. Die Bedingungen für ein selektiertes Hadron wurden wie folgt definiert:

- Es darf nur eine einzige Spur im Kalorimeter detektiert werden. Zur Erkennung von Restspuren werden bei Ereignissen mit Energien größer als 10 TeV maximal zwei Nebenspuren bis 1% der Energie der Hauptspur im Abstand von maximal 2 m akzeptiert und zur Hauptspur dazugerechnet.
- Das Ereignis muß im Triggersystem eine Energiedeposition aufweisen, die mindestens einem Hadrontrigger oder der 8-fachen Myonschwelle entspricht.
- Das rekonstruierte Hadron muß im inneren Bereich des Kalorimeters von $11 \times 16 \text{ m}^2$ liegen, um über den Zeitraum der Datennahme, während der das Kalorimeter vollständig ausgebaut wurde, die effektive Detektorfläche konstant zu halten.

5.2. Detektorsimulation

Für eine Analyse der Kalorimeteigenschaften ist es notwendig, das Verhalten des Detektors für simulierte Teilchen bekannter Energie, Winkel und Auftrefforte auf den Detektor zu untersuchen. Da eine direkte Kalibration des Kalorimeters über einen Teststrahl nicht möglich ist, wird ein Detektorsimulationsprogramm benutzt, welches erlaubt, die Parameter des simulierten Teilchens direkt mit der Detektorantwort zu vergleichen. Für diese Rechnungen wurde das Programm CRES⁶ eingesetzt, das auf der CERN-Software GEANT 3.21/04 [Gea93] beruht, und in dem alle Komponenten des KASCADE Experimentes mit ihren geometrischen und physikalischen Eigenschaften beschrieben werden.

Bei den Untersuchungen wurden einzelne Protonen simuliert, deren Trajektorien die in 2λ Tiefe gelegene Triggerebene mit definierter Energie aus bekannter Richtung treffen. Die durchgeführten Analysen erforderten Simulationen diskreter Energien und Winkel, sowie Simulationen mit Energie- und Winkelverteilungen ähnlich den Meßdaten. Es wurden deshalb verschiedene Typen von Simulationen verwendet wie sie in Tabelle 5.1 zusammengestellt sind. Als Detektorantwort wird die deponierte Energie pro Kanal gespeichert. Das Ereignis kann im Analyseprogramm KRETA analog zu den gemessenen Daten prozessiert werden. Die Signale aller Kanäle des Kalorimeters werden mit einem gaußförmigen Rauschen der Breite $\sigma=0.62 \text{ MeV}$ überlagert. Dieser Wert wurde aus den Meßdaten gewonnen und entspricht dem mittleren Rauschwert aller Kanäle. Analog zur

⁶ Cosmic Ray Event Simulation

Behandlung der Meßdaten wurde für die simulierten Energieeinträge eine Schwelle von 2 MeV je Kanal eingeführt (3σ Schwelle der Datennahme).

Die berechnete Energiedeposition in den Szintillationszählern des Triggersystems kann dazu benutzt werden, auch für Simulationsdaten nur getriggerte Ereignisse zu untersuchen. Der Anteil geladener Pionen in ausgedehnten Luftschauern beträgt oberhalb 1 TeV fast die Hälfte der gemessenen Hadronen. Ihre nukleare Wechselwirkungslänge in Eisen ist mit $\lambda_{\pi} \approx 168 \text{ g/cm}^2$ etwas größer als die der Protonen, weshalb sie prinzipiell etwas tiefer ins Kalorimeter eindringen bevor sie aufschauern. Nach der 1. Wechselwirkung ist die entstehende Teilchenkaskade jedoch vom primären Hadron unabhängig. Es wurde deshalb auf die Untersuchung von simulierten Pionen weitgehend verzichtet.

Tabelle 5.1: Typen verwendeter Monte Carlo Simulationsrechnungen

MC – I	Protonen zentral ¹ , fester Energie von 100 GeV bis 25 TeV in 9 logarithmisch eingeteilten Intervallen und fester Zenitwinkel im Bereich 0° - 60° in 7 Bereichen.
MC - IIa	Protonen auf die Fläche verteilt ² , fester Energien und einer Zenitwinkelverteilung der Form $\sin \Theta \cos^5 \Theta$
MC – IIb	wie IIa, mit einer Auswahl vollständig im Detektor enthaltener Ereignisse.
MC - III	Protonen auf die Fläche verteilt, mit einer Energieverteilung $\propto E^{-2.7}$ und einer Zenitwinkelverteilung der Form $\sin \Theta \cos^5 \Theta$ entsprechend den Vorgängen in der Natur.

¹zentral auf die Detektormitte $\pm 150 \text{ cm}^2$.

²homogen auf die gesamte Kalorimeteroberfläche.

6. Energiekalibration und Bestimmung der Kalorimeteigenschaften

Die im Kalorimeter durch die Konversion entstehende Teilchenkaskade erzeugt in den Ionisationskammern ein Ladungssignal, welches proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. In einer Energiekalibration soll das Detektorsignal der Energie des einfallenden Teilchens zugeordnet werden.

6.1. Energiekalibration

Zur Energiekalibration wurden Detektorsimulationen vom Typ MC - I benutzt, die einzelne monoenergetische Protonen unter festen Zenitwinkeln verwenden (Tabelle 5.1). Als Detektorantwort wird die deponierte Energie jeder Ebene mit einem Faktor proportional zur darüberliegenden Absorberschicht gewichtet. Diese gewichtete Energiesumme des rekonstruierten Hadrons wird mit der Energie des simulierten Teilchens verglichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.1 wiedergegeben.

Für einen analytischen Zusammenhang wurde eine quadratische Funktion an die Simulationswerte angepaßt und die winklabhängigen Parameter für die Energie-rekonstruktion in das Analyseprogramm aufgenommen. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der gaußförmigen Verteilung für die rekonstruierten Energiesummen wieder.

Im Energiebereich unterhalb 5 TeV, in dem 99.9% der gemessenen unbegleiteten Hadronen liegen, ist das Kalorimetersignal näherungsweise linear und bis 1 TeV (96.5% der Meßdaten) auch nahezu winkelunabhängig. Das gilt nicht mehr oberhalb 5 TeV infolge der einsetzenden Sättigung der Hauptverstärker bei Energiedepositionen oberhalb 10 GeV pro Kanal.

Für ein simuliertes Proton der Energie 10 TeV und 0° Zenitwinkel beträgt die mittlere Energiedeposition 109 MeV/Kanal. Der Sättigungswert von 10 GeV wird dabei von etwa 0.1% der Kanäle in der Spur überschritten, so daß ca. 2.4% der im Kalorimeter deponierten Energie nicht gemessen werden kann. Für ein 50 TeV Proton sind es 199 MeV/Kanal mittlere Energiedeposition und 0.5% der Kanäle der Spur sind in Sättigung, aber bereits 34% der Energie werden nicht mehr nachgewiesen.

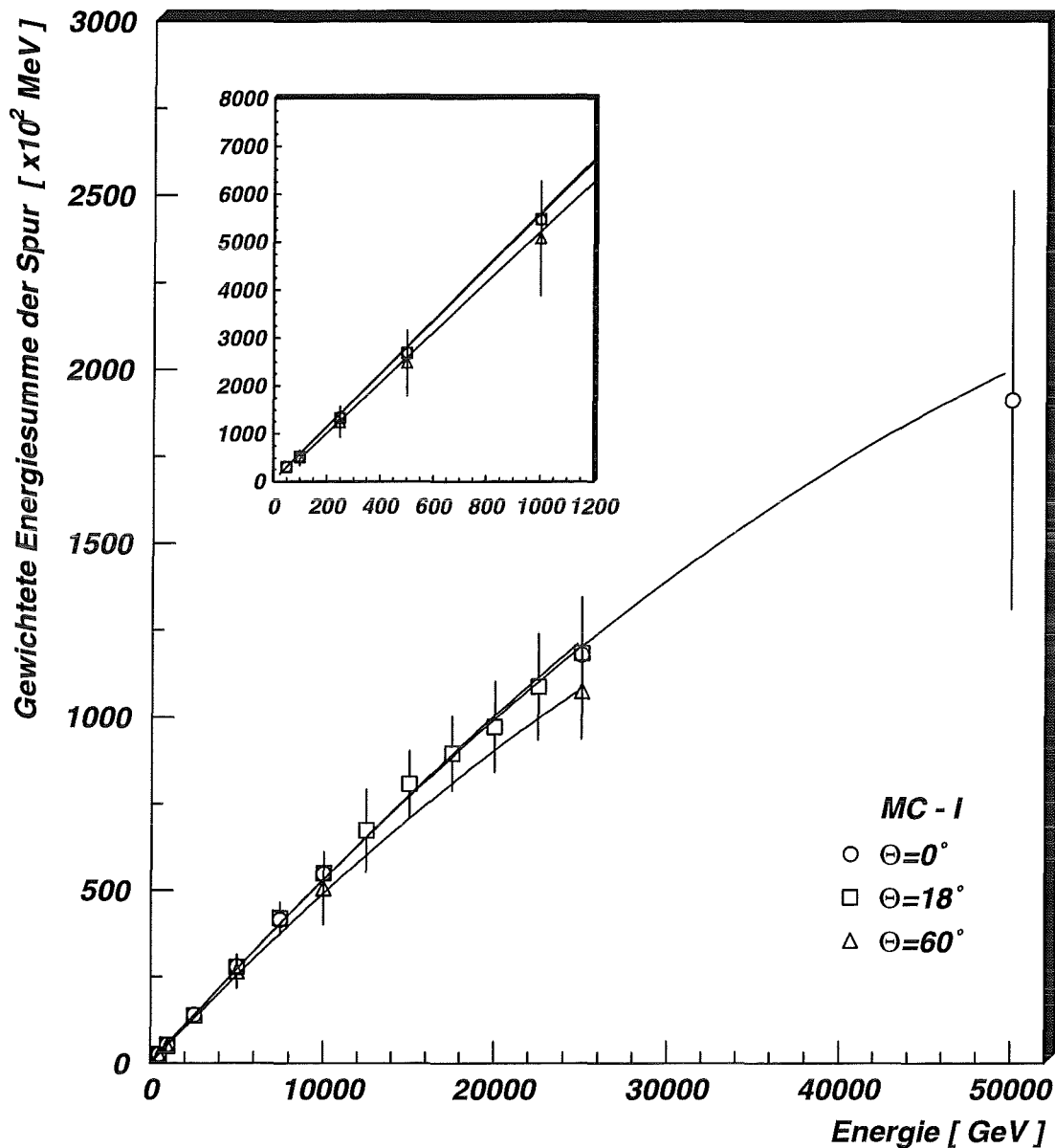


Abbildung 6.1: Energiekalibration einzelner Hadronen im Kalorimeter. Das kleine Bild zeigt eine Ausschnittvergrößerung für den niedrigen Energiebereich. Die durchgezogenen Linien stellen eine Anpassung an die verschiedenen Winkel dar. Verwendet wurden Monte Carlo Rechnungen vom Typ MC - I aus Tabelle 5.1.

Longitudinale Energieverluste, bedingt durch die endliche Detektortiefe von ca. 12λ , welche bei Protonenenergien oberhalb 10 TeV einsetzen, reduzieren die nachgewiesene Energie im Kalorimeter um ca. 2.5% bei 25 TeV. Für kleinere Teilchenenergien können longitudinale Verluste vernachlässigt werden, vgl. dazu. Abbildung 6.7.

Um eine quantitative Aussage über laterale Verluste machen zu können, wurde durch Simulation dezentral auf das Kalorimeter treffender Teilchen der Einfluß des Detektorrandes untersucht, und zwar mit Simulationen vom Typ MC-IIa in Tabelle 5.1. Die Abweichungen blieben auch bei hohen Energien unter 1% und sind vernachlässigbar.

Die Rechnungen wurden ebenfalls stichprobenartig mit simulierten positiv geladenen Pionen durchgeführt und in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen wurden keine Diskrepanzen festgestellt [Mie93].

6.2. Energieauflösung

Die Genauigkeit der Energiebestimmung durch die Energiekalibration ergibt sich aus der Breite der Verteilung der rekonstruierten Hadronenergie bei fester Energie der simulierten Teilchen.

Es wurden Simulationen diskreter Energien mit festem Zenitwinkel (MC-I) und solche mit einer Zenitwinkelverteilung der Form $\sin \Theta \cos^5 \Theta$ (MC-IIa) aus Tabelle 5.1 analysiert. In Abbildung 6.2 sind für die Energieauflösung die Standardbreiten der Gaußverteilung $\sigma(E)$ in Abhängigkeit von der gewählten Einfallenergie E dargestellt. Die Fehlerangabe ist die Fehlerfortpflanzung aus den Unsicherheiten der Parameter der angepaßten Gaußfunktion. Die Energieauflösung zeigt den erwarteten Verlauf und nähert sich für die MC - IIa Daten bei Energien größer als 10 TeV asymptotisch dem Wert 13%. Durch die verwendete Winkelverteilung ohne Schnitte beinhaltet der Grenzwert eine Mittelung über alle Zenitwinkel. Zum Vergleich ist die Energieauflösung für den diskreten Zenitwinkel von 18° angegeben.

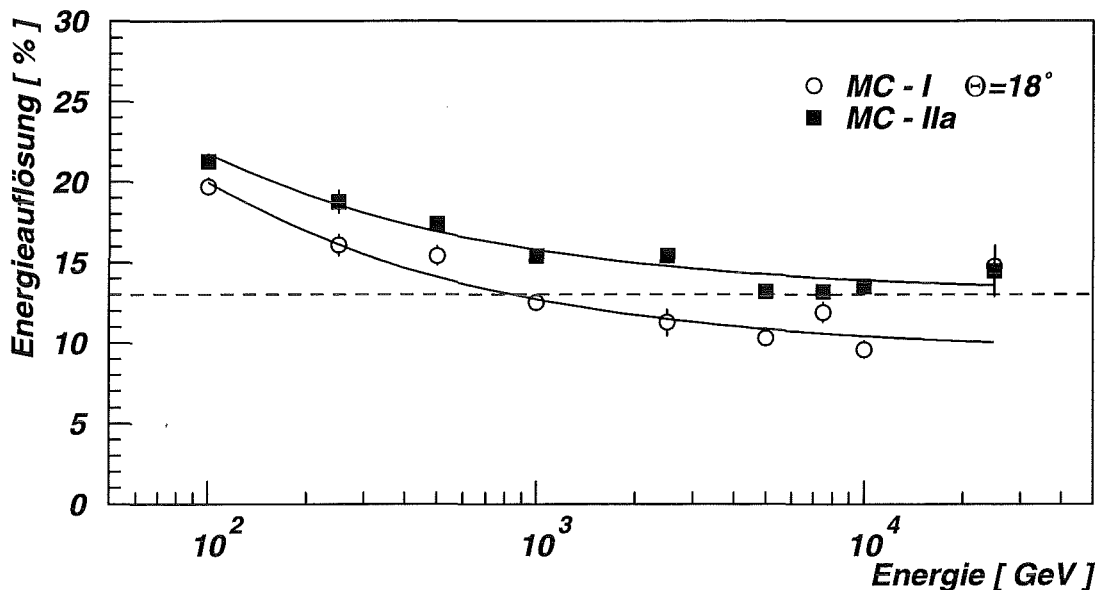


Abbildung 6.2: Energieauflösung für einzelne Protonen für Simulationsrechnungen MC-I und MC - IIa nach Tabelle 5.1. Die Kurven geben eine Anpassung der Form $\sigma/E = a + b/\sqrt{E}$ wieder.

Eine Verbesserung der Energiebestimmung sollte sich mit der von H.-H.Mielke untersuchten Kovarianzmethode erzielen lassen, sobald die dafür erforderliche Statistik von Simulationsrechnungen verfügbar ist [Mie93].

6.3. Untersuchung der longitudinalen Schauerentwicklung

Da sich die Energiekalibration zum Großteil auf Simulationsdaten stützt, wurde die Qualität der Simulationsrechnungen durch eine detaillierte Analyse der Schauerentwicklung im Absorber überprüft.

In Abbildung 6.3 ist die gemittelte Energiedeposition von Protonen in den 8 aktiven Detektorebenen als Funktion der tatsächlichen Absorbertiefe λ aufgetragen. Die Fehlermarken entsprechen dem Fehler des Mittelwertes der Energieverteilungen und sind zumeist kleiner als die Punkte. Verwendet wurden Simulationen vom Typ MC - 1 (Tabelle 5.1). Zur besseren Übersicht sind nur 3 diskrete Energien dargestellt.

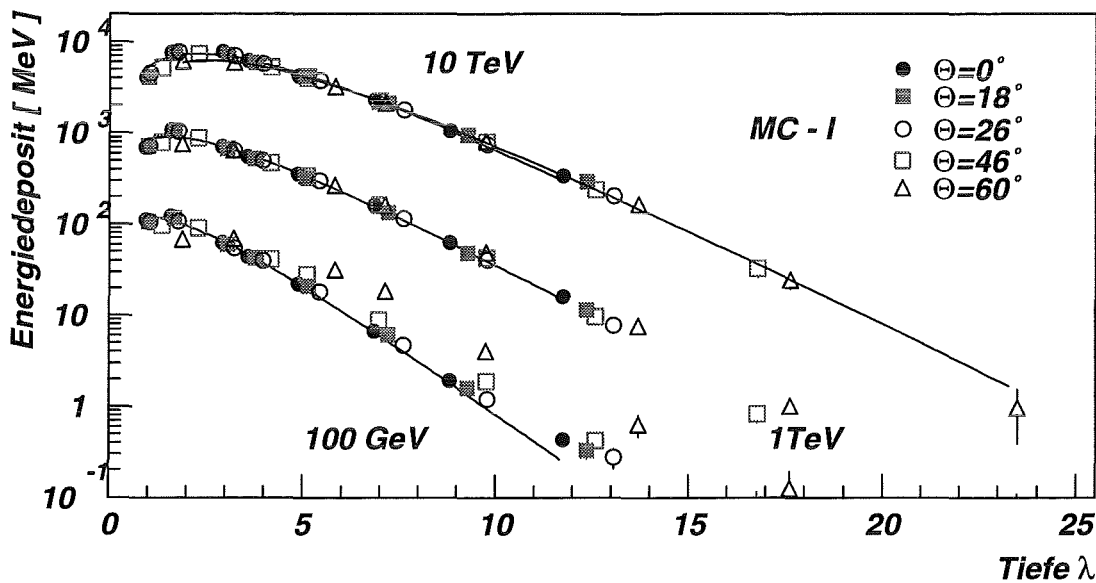


Abbildung 6.3: Longitudinales Schauerprofil simulierter Protonen im KASCADE Kalorimeter für 3 Energien und verschiedene Einfallswinkel. Die Energiedepositionen sind auf die tatsächlich wirksame Absorberrücktiefe für jeden Zenitwinkel korrigiert.

Die Energiedepositionen für die verschiedenen Zenitwinkel sind mit $\cos\Theta$ korrigiert über der tatsächlichen Absorberrücktiefe eingezeichnet. An die Daten wurde die analytische Funktion nach Gleichung (3.5) angepaßt. Die Entwicklung der hadronischen Schauer läßt sich damit auch für verschiedene Zenitwinkel gut beschreiben. Für 100 GeV Protonen wird die Energiedeposition für größere Zenitwinkel jedoch überschätzt. Dies ist eine Folge der Spurbedingung, die ein Ereignis nur dann akzeptiert, wenn es in den ersten 3 Ebenen und der 4. oder 5. Ebene eine Energiedeposition größer als 10 MeV aufweist. Die 4. Ebene entspricht für ein unter 60° einfallendes Teilchen fast 7λ Absorberrücktiefe. Dadurch werden gerade bei kleinen Energien Ereignisse selektiert, die tief in den Absorber eingedrungen sind. Das heißt, es werden Teilchen überdurchschnittlich häufig akzeptiert, deren Energiedeposition bei der Schauerentwicklung zu hohen Energien fluktuiert.

Für einen Vergleich der simulierten mit den gemessenen Daten sind die Effekte, welche durch nicht diskrete Winkel und Energien hervorgerufen werden, zu berücksichtigen.

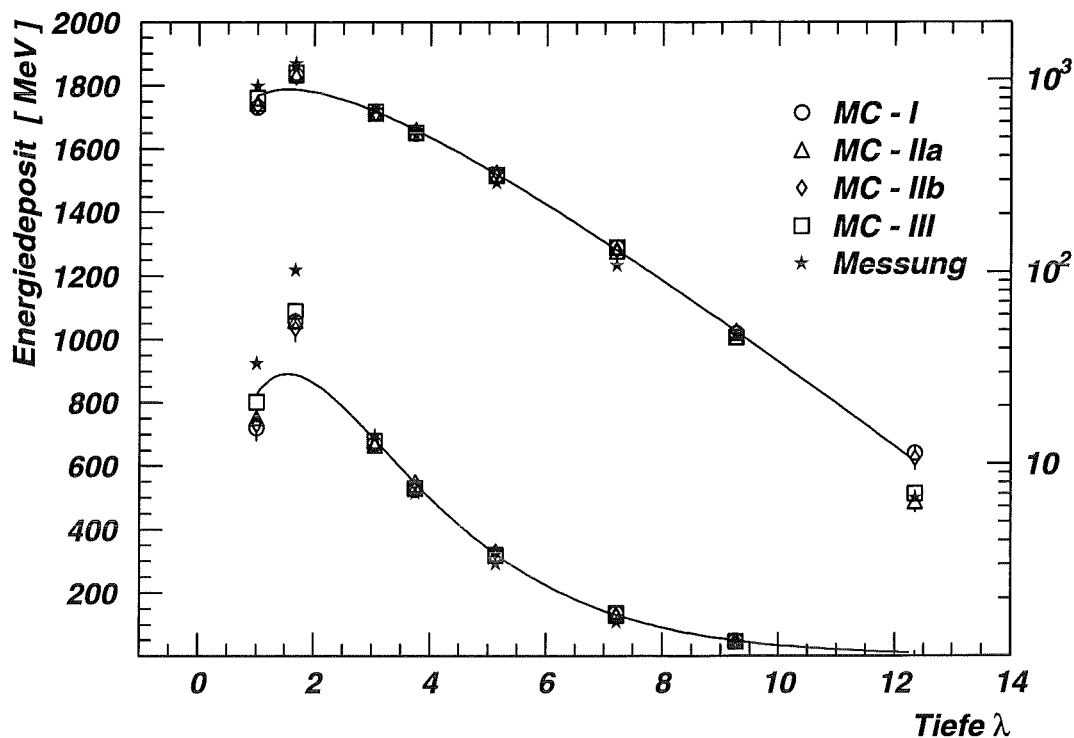


Abbildung 6.4: Einfluß von Randeffekten auf das longitudinale Schauerprofil simulierter Protonen in linearer (untere Kurve, linke Ordinate) und logarithmischer Darstellung (obere Kurve, rechte Ordinate). Dargestellt sind Monte Carlo Rechnungen entsprechend Tabelle 5.1 und Meßdaten für eine mittlere Energie von 1 TeV.

In Abbildung 6.4 sind die vier verschiedenen Typen von Simulationsrechnungen aus Tabelle 5.1 für 1 TeV Protonen zum Vergleich mit der Messung wiedergegeben. Für die MC – III Daten und die Meßdaten war der Energiebereich 708–1585 GeV. Die Linien zeigen die Anpassung der Rechnungen nach Typ MC – I entsprechend Gleichung (3.5). In der oberen Kurve erkennt man den Einfluß des Detektorrandes für die flächig verteilten MC - IIa Daten an den zu geringen Energiedepositionen bei großer Tiefe. Durch eine Auswahl auf Ereignisse, deren Trajektorie durch den ausgewerteten Bereich der 8. Samplinglage verläuft, MC - IIb, kann dies korrigiert werden. Diese Auswahl ist jedoch nur für Monte Carlo Daten möglich, bei denen Einfallsrichtung und Einfallsort genau bekannt sind. Der geringe Energiedeposit der Meßdaten in der untersten Samplinglage ist also eine Folge nicht vollständig im Detektor eingeschlossener Ereignisse. Die untere Figur zeigt in linearer Darstellung, daß die für elektromagnetische Schauerkurven entwickelte Anpassung nur für größere Tiefen der Schauerentwicklung gültig ist. Der rasche Anstieg bis zum Schauermaximum läßt sich infolge des großen Samplingabstandes nur ungenau beschreiben. Die Energiedeposition der Meßdaten ist für die ersten beiden Ebenen ca. 10% höher als bei den Simulationsdaten. Das ist zum Einen durch eine Energiedeposition niederenergetischer Begleitteilchen verursacht, zum Anderen aber auch ein Effekt des steil abfallenden Energiespektrums. Infolgedessen ist die Wahrscheinlichkeit erhöht, daß Ereignisse, welche in einen Energiebereich einsortiert werden, tatsächlich von Hadronen

geringerer Energie stammen. Diese Ereignisse haben ein höherliegendes Schauermaximum und beeinflussen die gemessenen Energiedepositionen in den oberen Samplinglagen. Der Effekt ist ebenso in den Simulationsdaten vom Typ MC – III zu beobachten. Ein weiterer Grund ist, daß eventuell die Triggerschwellen in der Messung höher lagen als die idealisierten Triggerschwellen der Simulation. Dies hätte eine stärkere Selektion von früh konvertierenden Ereignissen mit großer Energiedeposition in den oberen Ebenen zur Folge und könnte die Überhöhung der Meßdaten der ersten Samplinglagen erklären. Insgesamt zeigen die energie- und winkelverteilten Simulationen vom Typ MC - III ein Verhalten, das den Meßdaten am ähnlichsten ist. Sie wurden deshalb für diese Arbeit zum Vergleich mit den gemessenen Daten herangezogen.

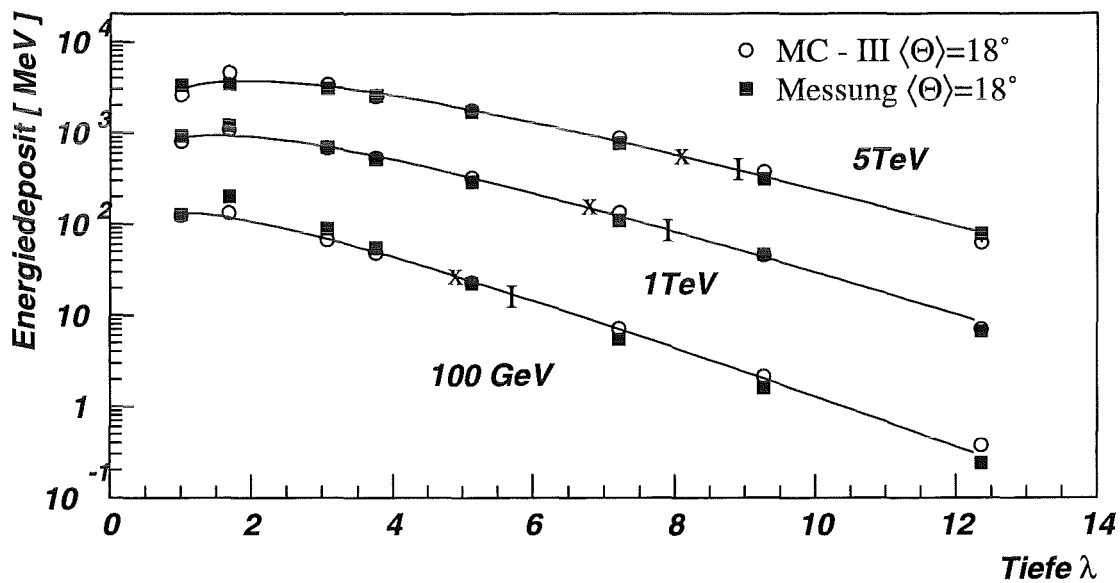


Abbildung 6.5: Longitudinale Schauerentwicklung für Meßdaten im Vergleich mit Simulationsdaten für einen mittleren Zenitwinkel von 18° . Die Tiefe für 95% Energiedeposition der Schauerkurven ist für die Messung mit Kreuzen und für die MC-Daten mit einem Strich markiert.

Als Beispiel werden in Abbildung 6.5 das longitudinale Schauerprofil für Meßdaten und für Simulationsdaten für 3 ausgewählte Energien und einen mittleren Zenitwinkel von 18° gezeigt. Die Kurven geben Anpassungen an die Simulationen entsprechend Gleichung (3.5) wieder. Die Fehler der Mittelwerte der Energieverteilungen sind für fast alle Werte kleiner als die Meßpunkte. Für alle untersuchten Energien ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Messung mit der Simulation. Die Parameter der gemessenen Schauerkurven sind im Anhang II tabelliert.

6.4. Abschwächungslänge und Verifikation der Kalibration

Aus dem Verlauf der Transitionkurve läßt sich die Abschwächungslänge λ_{att} , die den exponentiellen Abfall der Schauerkurve charakterisiert, bestimmen. Die Abschwächungslänge kann als $1/b$ der Gleichung (3.5) entnommen werden, oder als Tangentensteigung der

Schauerkurven bei einer festen Tiefe definiert werden. In Abbildung 6.6 ist die Abschwächungslänge bei 95% Energiedeposition (siehe Abbildung 6.5) für Monte Carlo Daten vom Typ MC - I mit $\Theta=0^\circ$ und für Meßdaten mit $\cos\Theta < 0.975$ wiedergegeben. Zum Vergleich sind auch die Werte von $1/b$ für die Meßdaten eingezeichnet. Die Unsicherheiten der Parameterbestimmung aus der Anpassungsfunktion sind kleiner als die dargestellten Datenpunkte. Der Verlauf der Werte zeigt übereinstimmend einen Anstieg der Abschwächungslänge mit der Energie, wie auch bei [Fab82] und [Loc95] angegeben. Der stärkere Anstieg der Abschwächungslänge für die gemessenen Daten, im Vergleich zu den Simulationen, läßt sich mit einer Auswahl der Ereignisse durch die Position des Triggers in ca. 2λ Tiefe erklären. Dieser selektiert bei niedrigen Energien früh konvertierende Ereignisse, die ihr Maximum nahe der zweiten Ebene haben, und welche nicht mehr viel Energie in größeren Tiefen deponieren, wie in Abbildung 6.5 für 100 GeV zu sehen ist. Auch das steile Energiespektrum trägt, wie zuvor besprochen, zu dieser Auswahl bei. Dies täuscht gegenüber den diskreten Simulationen einen steileren Abfall, also eine kleinere Abschwächungslänge, vor. Ab ca. 80% Effizienz nähern sich die Meßdaten den simulierten Daten an, vgl. dazu Abbildung 6.8 weiter unten.

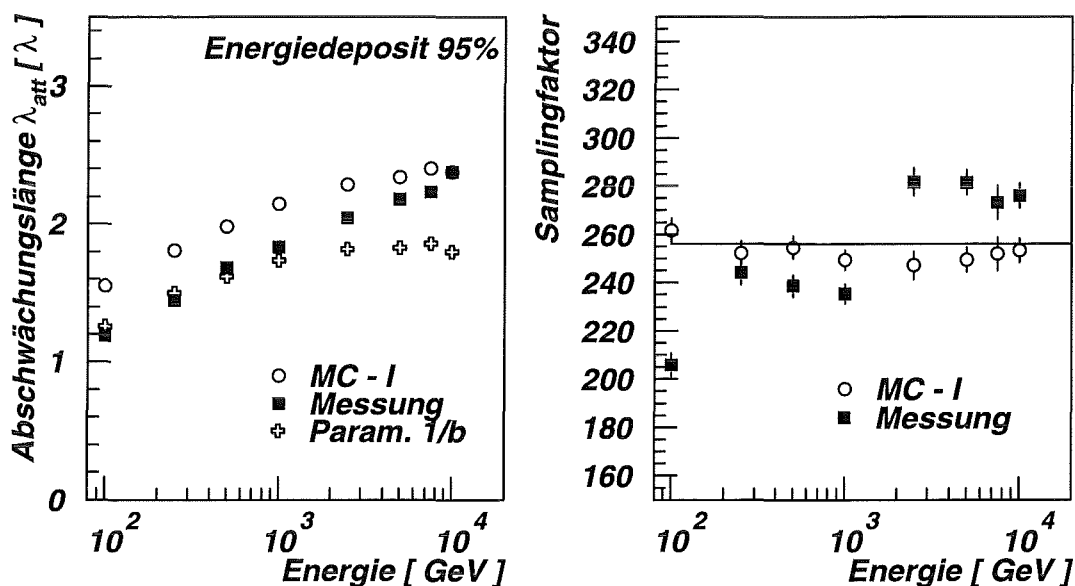


Abbildung 6.6: Linkes Bild: Energieabhängige Änderung der Abschwächungslänge bei 95% Energiedeposition, für senkrecht auf den Detektor einfallende Protonen. Rechtes Bild: Proportionalitätskonstanten der Energiebestimmung für senkrecht einfallende Protonen im KASCADE-Kalorimeter.

Aus den Parametern der Anpassungsfunktion an die Transitionkurven errechnet sich mit Gl. (3.7) das mittlere Verhältnis der in den aktiven Lagen gesammelten Energie zur Energie des einfallenden Teilchens. Im rechten Teilbild von Abbildung 6.6 ist dieser Samplingfaktor für Monte Carlo Daten und Meßdaten dargestellt. Für die Simulationsdaten läßt sich der Samplingfaktor direkt berechnen. Die Meßdaten wurden in Intervalle der rekonstruierten Energien eingruppiert und sind mit den in Kapitel 6.3 beschriebenen

Unsicherheiten der Energiebestimmung behaftet. Die statistischen Fehler aus der Parametrisierung der Transitionkurven sind in Abbildung 6.6 gezeigt. Auf die Darstellung der systematischen Fehler von ca. 10%, verursacht durch die Abweichung des Schauerrmaximums von der analytischen Formel, wurde hier verzichtet. Die Energiesumme in den aktiven Lagen ist erwartungsgemäß ein konstanter Anteil der Energie des einfallenden Teilchens. Der Samplingfaktor läßt sich auch durch das Verhältnis der Absorbertiefen t des aktiven und passiven Mediums bestimmen oder über den Energieverlust minimalionisierender Teilchen ΔE^{mip} in diesen Materialien.

$$\frac{t_{Fe}}{t_{TMS}} = \frac{11.4\lambda}{0.0439\lambda} = 260 (\pm 3) \quad \text{oder} \quad (6.1)$$

$$\frac{\Delta E_{Fe}^{\text{mip}}}{\Delta E_{TMS}^{\text{mip}}} = \frac{11.4 \text{ MeV/cm} \cdot 168 \text{ cm}}{1.27 \text{ MeV/cm} \cdot 5.6 \text{ cm}} = 270 (\pm 3)$$

Der gemessene Wert stehen in guter Übereinstimmung mit diesen Abschätzungen.

6.5. Longitudinale Verluste

Durch die Integration der Transitionkurve wird der Energieanteil berechnet, der den Detektor in Schauerrichtung verläßt. Diese Verluste sind in Abbildung 6.7 in Abhängigkeit der Energie für die Simulationsdaten vom Typ MC – I wiedergegeben. Wie zu erkennen ist, bleibt für Energien unterhalb 10 TeV der Verlust kleiner als 2% und ist somit vernachlässigbar. Für ein 25 TeV Proton werden immer noch 97.5% der Energie im Kalorimeter eingeschlossen.

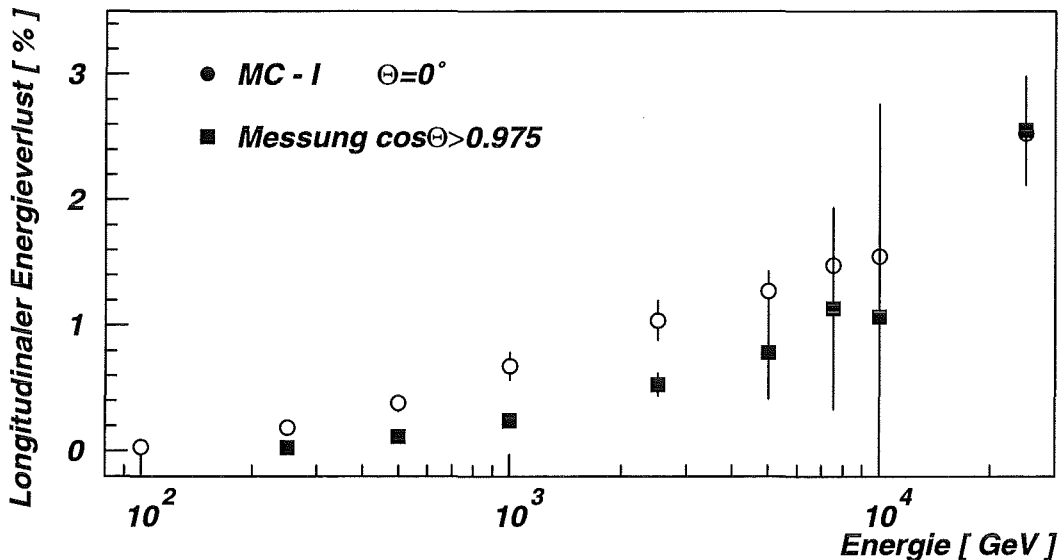


Abbildung 6.7: Longitudinale Verluste des KASCADE Zentralkalorimeters.

Der steilere Abfall der longitudinalen Schauerkurve für die Meßdaten (vgl. Abbildung 6.6) führt innerhalb der gewählten Energieintervalle zu einem geringeren Energieverlust im Vergleich zu den diskreten Simulationsdaten. Die eingezeichneten Fehler entsprechen den Maximalfehlern für die Integration unter Berücksichtigung der Fehler der Anpassungsfunktion.

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, daß die Simulationsrechnungen die Meßdaten gut beschreiben können und somit die verwendete Energiekalibration mit Hilfe der Monte Carlo Rechnungen vertrauenswürdig ist.

6.6. Effizienz der Rekonstruktion

Für eine quantitative Bestimmung des Hadronflusses ist die Kenntnis der Effizienz, also des Verhältnisses der Anzahl einfallender zur Anzahl rekonstruierter Teilchen, wichtig. Die Gesamteffizienz setzt sich zusammen aus der Triggereffizienz und den Eigenschaften des Rekonstruktionsalgorithmus.

Der Anteil der rekonstruierten Hadronen, die auch im Triggersystem ausreichend Energie deponiert haben, um ein gültiges Triggersignal auszulösen, sind in Abbildung 6.8 in Abhängigkeit der Energie wiedergegeben. Für die Bestimmung der Fehlergrenzen wurde über 3 unabhängige Datensätze gemittelt. Als Triggerschwellen wurden die in Abschnitt 4.1.1 angegebenen Werte benutzt.

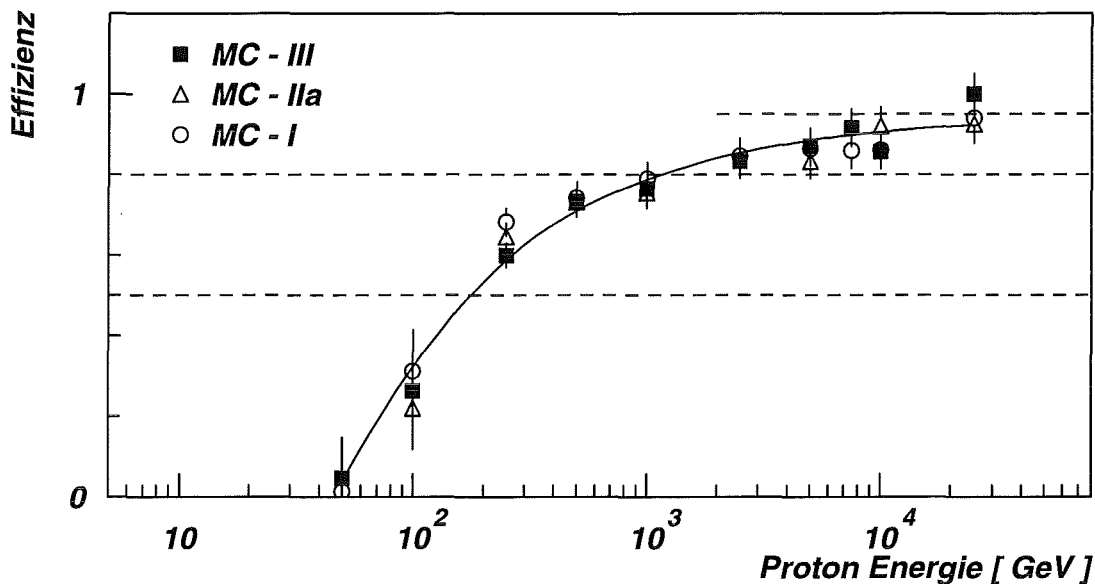


Abbildung 6.8: Effizienz der Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen für Protonen eines mittleren Zenitwinkels von 18.2° . Die Kurve ist die Anpassung der Form $a + b \cdot E^{-c}$ an die MC – III Simulation. Die gestrichelten Linien kennzeichnen 50%, 80% und die Asymptote von 95% Effizienz.

Zur besseren Übersicht sind nur Daten für einen Winkel ($\langle \Theta \rangle = 18.2^\circ$) dargestellt. An die MC – III Daten wurde eine Kurve der Form $a + b/E^c$ angepaßt.

Die Effizienz der Rekonstruktion beträgt bei 1 TeV ca. 75% und nähert einen Maximalwert von 95% mit steigender Energie. Für niedrige Energien reduzieren die gewählten strengen Spurbedingungen von jeweils 10 MeV Energiedeposition auf mindestens 4 Ebenen im Kalorimeter die Anzahl der erkannten Hadronen. Bei hohen Energien erreicht die Triggereffizienz nahezu 100%, obwohl 20% aller Hadronen erst nach der Triggerebene konvertieren. Daß sie dennoch genügend Energie in den Szintillationszählern deponieren, weist auf ein großes Albedo von rückgestreuten Teilchen selbst bei hohen Energien hin. Ebenso zeigt die fast 100%ige Rekonstruktionseffizienz, daß in der oberen Samplinglage, hinter der $e^{-t/\lambda} \approx 38\%$ aller Hadronen konvertieren, mehr als 10 MeV Albedoenergie deponiert wurden.

7. Das Flußspektrum

Im Folgenden wird das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen vorgestellt. Die Analyse-schritte werden im Detail erklärt und das Ergebnis mit Literaturwerten verglichen. Rekonstruierte unbegleitete Hadronen aus Luftschauersimulationsrechnungen und ein Vergleich des errechneten Flusses mit Daten, welche die Information anderer KASCADE Detektoren mitberücksichtigen, werden benutzt, um die selektierten Ereignisse besser einzuordnen.

7.1. Auswahl der Daten

Für vorliegende Auswertung wurden aus 5706 Stunden Meßzeit, vom 25.10.1996 bis 04.11.1997, aus insgesamt ca. 40 Mio. durch KASCADE aufgezeichneten Ereignissen ca. 940'000 einzelne Hadronen rekonstruiert. Mit den Restriktionen aus Kapitel 5.1 und der Beschränkung auf einen Zenitwinkel von maximal 30° werden daraus ca. 500'000 unbegleitete Hadronen selektiert.

Eine beispielhafte Darstellung einer gemessenen und einer simulierten Hadronspur im Kalorimeter befindet in Anhang IV.

In Abbildung 7.1 ist die Winkelabhängigkeit der Daten im Vergleich mit den Simulationsrechnungen vom Typ MC – III aus Tabelle 5.1 wiedergegeben. Der Zenitwinkel der Meßdaten läßt sich mit einer Verteilung der Form $\sin\Theta \cos^{7.5}\Theta$ beschreiben und spiegelt die winkelabhängige Beobachtungsfläche des Himmels und die mit dem Zenitwinkel ansteigende Eindringtiefe wider. Die Meßdatenverteilung weicht damit von der Simulation ab, die mit $\sin\Theta \cos^5\Theta$ erzeugt wurde. Eine „Schulter“ im Bereich von 5 Grad, die sowohl in den Meßdaten als auch in den Simulationsdaten gleichermaßen zu erkennen ist, wird durch den Spursuchalgorithmus hervorgerufen und ist durch die Segmentierung des Detektors auf $25 \times 25 \text{ cm}^2$ bedingt (vgl. Abbildung 5.4).

Die azimutale Verteilung zeigt deutliche Überhöhungen in der Mitte der Seiten des Kalorimeters, gleichermaßen für Meßwerte und die Simulationsdaten. Das wird durch die rechteckige Form des Detektors hervorgerufen. Die Selektion auf mindestens 4 Spurpunkten in einer Ebene bevorzugt Ereignisse, die entlang der Kalorimeterachsen einfallen.

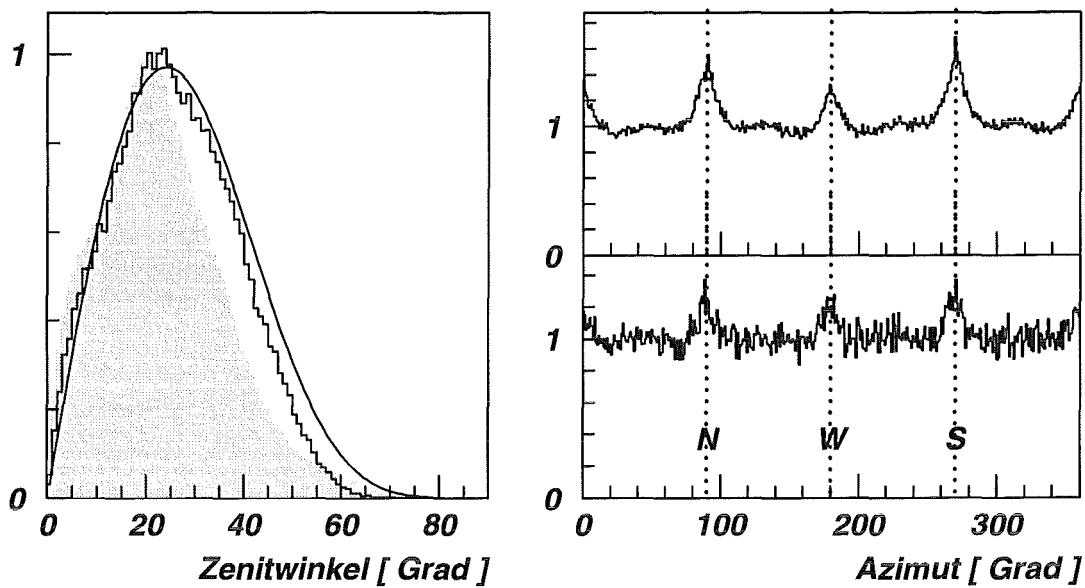


Abbildung 7.1: Links die Zenitwinkelverteilung der Meßdaten (grau unterlegt) im Vergleich mit den simulierten Daten zusammen mit der Funktion $\sin\Theta\cos^2\Theta$ (glatte Kurve). Daneben die azimutale Verteilung der Meßdaten (oben) und der Simulationsdaten (unten). Die Häufigkeiten sind zum Vergleich normiert dargestellt.

Die rekonstruierten Durchstoßpunkte der Hadronspuren durch die Kalorimeteroberfläche zeigt Abbildung 7.2. Aus der gleichmäßigen Ausleuchtung der Fläche läßt sich auf eine gute Homogenität des Detektors schließen. Defekte oder stark rauschende Kanäle, welche die Spurrekonstruktion beeinflussen würden, wären in der Abbildung als Löcher oder Cluster sichtbar.

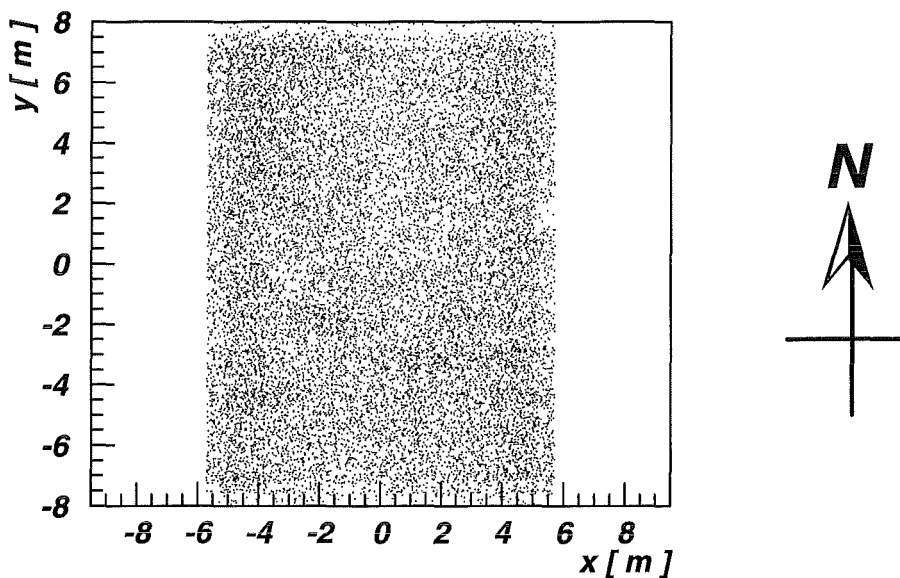


Abbildung 7.2: Rekonstruierte Durchstoßpunkte der Hadronspuren durch die Kalorimeteroberfläche.

Die Stabilität des Detektors über den Zeitraum der Datennahme läßt sich aus Abbildung 7.3 entnehmen. Es sind die stündlichen Raten der rekonstruierten Ereignisse über die Zeit von 12 Monaten für verschiedene Energieschwellen angegeben. Meßläufe, die infolge einer Fehlfunktion in der Datenaufnahme eine außergewöhnliche Rate aufweisen, wurden von der Auswertung ausgeschlossen.

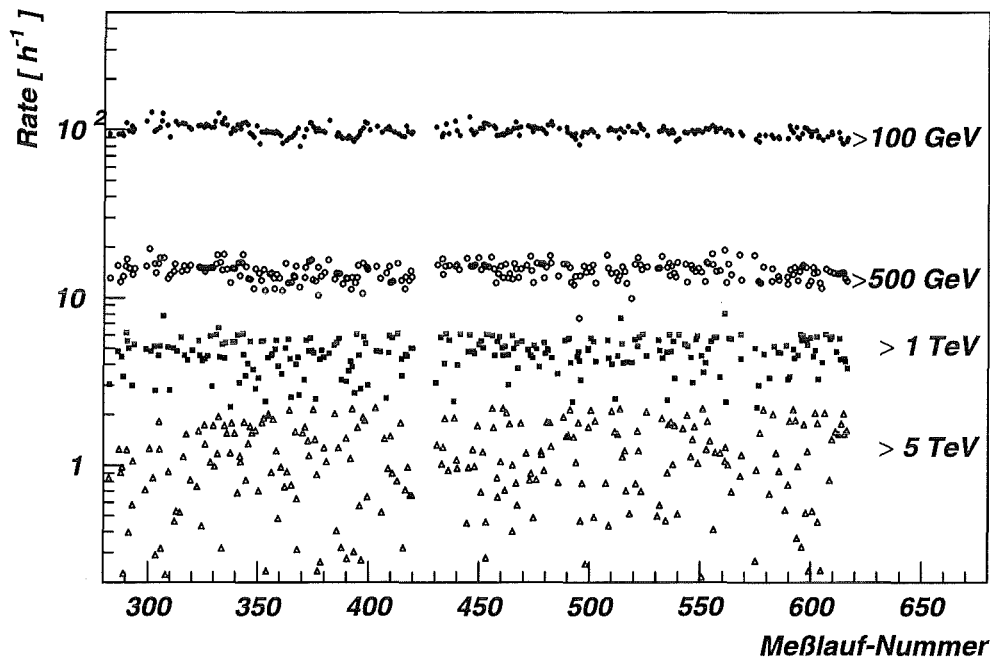


Abbildung 7.3: Single Hadron Raten verschiedener Energieschwellen über den ausgewerteten KASCADE Runs.

Abbildung 7.4 zeigt das direkt aus der Messung erhaltene Energiespektrum der selektierten unbegleiteten Hadronen ohne Normierung und Korrekturen.

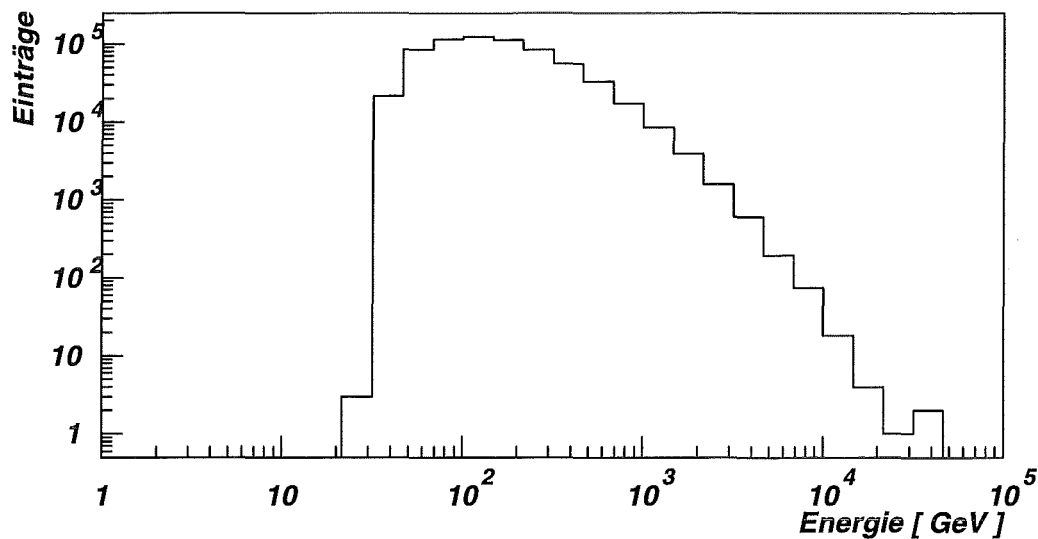


Abbildung 7.4: Energiespektrum unbegleiteter Hadronen im KASCADE Kalorimeter.

7.2. Korrekturen an das Energiespektrum

Die quantitative Bestimmung des Hadronflusses wird durch energieabhängige Faktoren, wie das steile Primärspektrum oder die Akzeptanz des Detektors, beeinflusst. Die notwendigen Korrekturen wurden für jedes Ereignis einzeln angebracht und sind im Folgenden beschrieben.

7.2.1. Atmosphärische Einflüsse

Die auf Beobachtungsniveau gemessene Rate wird von atmosphärischen Parametern beeinflusst. Es wurden Druck- und Temperaturabhängigkeit der Daten untersucht. In Abbildung 7.5 ist oben die stündliche Rate als Funktion des Luftdruckes und der Temperatur beispielhaft für eine Energieschwelle von 500 GeV gezeigt. Die verwendeten meteorologischen Daten werden von der Wetterstation des Forschungszentrums auf einem Mast in 200 m Höhe über dem Erdboden gemessen.

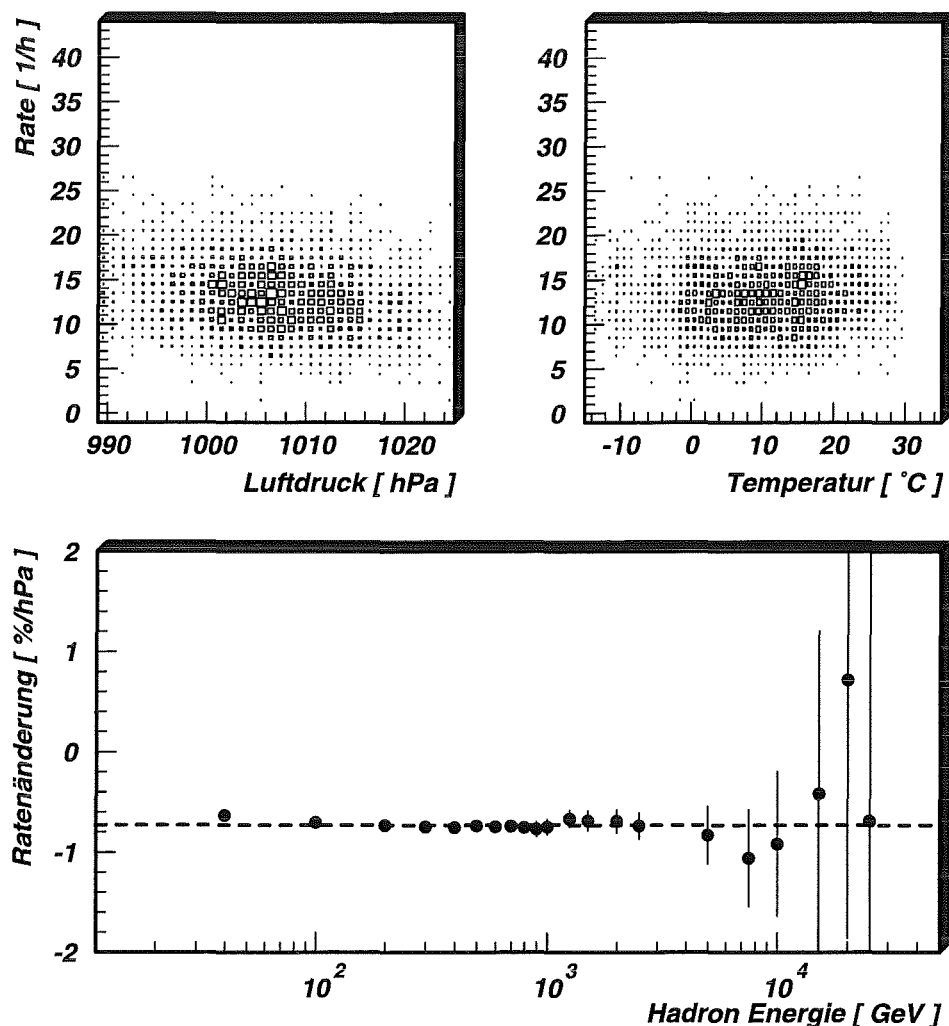


Abbildung 7.5: Luftdruck- und Temperaturabhängigkeit der Rate unbegleiteter Hadronen (oben). Ratenänderung bedingt durch den Luftdruck in Abhängigkeit der Hadronenergie (unten).

Während die Temperatur ohne Einfluß auf die Rate ist, kann für die Druckabhängigkeit ein linearer Zusammenhang der Form

$$\frac{\Delta R}{R[1013 \text{ hPa}]} = -0.00728/\text{hPa} \quad (7.1)$$

angegeben werden [Woc98]. Die Abbildung 7.5 zeigt unten die Abhängigkeit für verschiedene Energieschwellen. Eine Energieabhängigkeit ist nicht gegeben. Dieser Wert stimmt gut mit den in der Literatur veröffentlichten Werten überein, die zwischen 0.7 und 0.75%/hPa liegen (beispielsweise [Nag89]). Die gemessenen Raten wurden für die Bestimmung des Flußspektrums ereignisweise korrigiert.

7.2.2. Korrektur auf wahrscheinlichste Energie

Hadronen fester Einfallenergie E_0 werden mit einer um E_0 normalverteilten Wahrscheinlichkeit als Hadronen der Energie E_{Rek} rekonstruiert. Umgekehrt ist die Wahrscheinlichkeit P ein Teilchen der Energie E_0 mit E_{Rek} zu rekonstruieren gegeben durch

$$P \propto C \cdot \exp\left[\frac{-(E_0 - E_{\text{Rek}})^2}{2 \cdot \sigma_0^2}\right] \quad (7.2)$$

Entscheidend ist dabei die endliche Energieauflösung σ_0 des Kalorimeters und die Häufigkeit C mit der die Hadronen der Energie E_0 auftreten. Für einen Spektralindex von -2.7 kann man

$$C \propto E_0^{-2.7} \quad (7.3)$$

annehmen. Aus dem Verhältnis E_0 zu E_{Rek} am Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung ergibt sich für jede rekonstruierte Energie ein Korrekturfaktor zur wahrscheinlichsten Energie. In Abbildung 7.6 ist dieser Korrekturfaktor angegeben. Für die Analyse wurde die Energie jedes gemessenen Ereignisses daraufhin einzeln korrigiert.

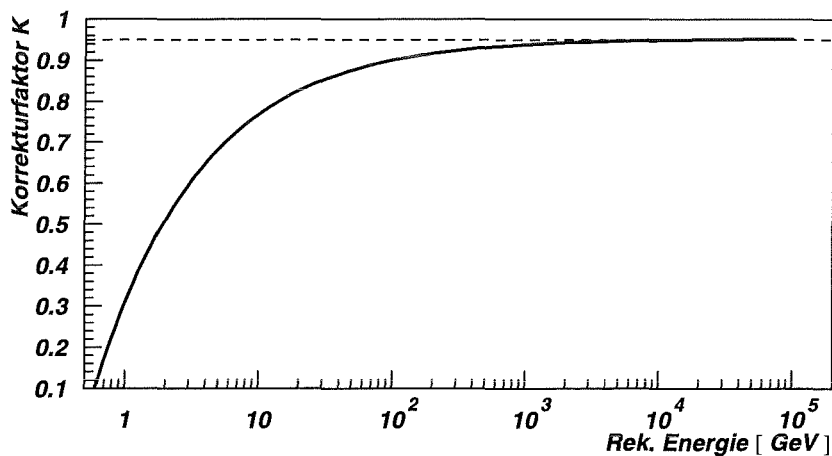


Abbildung 7.6: Korrektur der rekonstruierten Energie zur wahrscheinlichsten Energie für einen Spektralindex von $\alpha=-2.7$ und der energieabhängigen Auflösungsfunktion aus Abschnitt 6.2.

7.2.3. Normierung

Das gemessene Energiespektrum wird über die in Absatz 6.6 und Abbildung 6.8 für die Simulationen MC – III aus Tabelle 5.1 angepaßte Funktion ereignisweise auf die Rekonstruktionseffizienz normiert. Dabei sind die Werte unterhalb 1 TeV infolge der abnehmenden Nachweiswahrscheinlichkeit mit größeren Fehlern behaftet.

Als konstante Faktoren gehen in die Normierung ein:

- Die Meßzeit von 5706 h abzüglich einer Totzeit von 10%, welche durch das Triggersystem verursacht wird. Der Meßbetrieb erfolgte, bedingt durch die Aufbauarbeiten, vorwiegend außerhalb der Arbeitszeiten.
- Die effektive Kalorimeterfläche betrug 176 m², was ca. 60% der Fläche des gesamten KASCADE Kalorimeters entspricht. Dieser Detektorbereich war während der gesamten Zeit der Datennahme bestückt, währenddessen andere Bereiche kontinuierlich erweitert wurden.
- Der betrachtete Raumwinkel bei einer Beschränkung der Daten auf 30° Zenitwinkel ist $\Omega=0.8418$ sr.

7.3. Flußspektrum unbegleiteter Hadronen

Ausgewertet wurden Ereignisse, welche mit dem in Kap. 5.1 beschriebenen Auswahlverfahren als unbegleitete Hadronen im Kalorimeter nachgewiesen wurden. Mit den in Abschnitt 7.2 aufgeführten Korrekturen wurde aus dem gemessenen Energiespektrum, wie in Abbildung 7.4 gezeigt, das Flußspektrum ermittelt.

Abbildung 7.7 zeigt den Fluß der unbegleiteten Hadronen im KASCADE Zentralkalorimeter zusammen mit den Ergebnissen des Prototyp Kalorimeters [Mie93] und Daten aus der Literatur. Bei einer Anpassung entsprechend einem Potenzgesetz

$$\frac{dN}{dE} = c \cdot \left(\frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{-\alpha} \quad \text{mit} \quad c = (3.91 \pm 0.4) \cdot 10^{-6} \left(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV} \right)^{-1} \quad (7.4)$$

ergibt sich der Spektralindex zu

$$\alpha = 2.83 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.1(\text{sys}) \quad (7.5)$$

Dieser Wert liegt in dem in der Literatur angegebenen Bereich von 2.5–2.9. Mit dem durch das Prototypkalorimeter bestimmten Spektralindex von 2.72 ± 0.1 ist das Ergebnis im Rahmen der Fehlerangaben gut vereinbar. Die systematischen Fehler beziehen sich auf die Unsicherheiten bei der Bestimmung des vertrauenswürdigen Energiebereiches der Anpassung. Zusätzlich zu den statistischen Fehlern der Messung sind die gewählten Intervallbreiten in die Punkte eingezeichnet. Eine tabellarische Angabe der gemessenen Flüsse ist in Anhang III beigefügt.

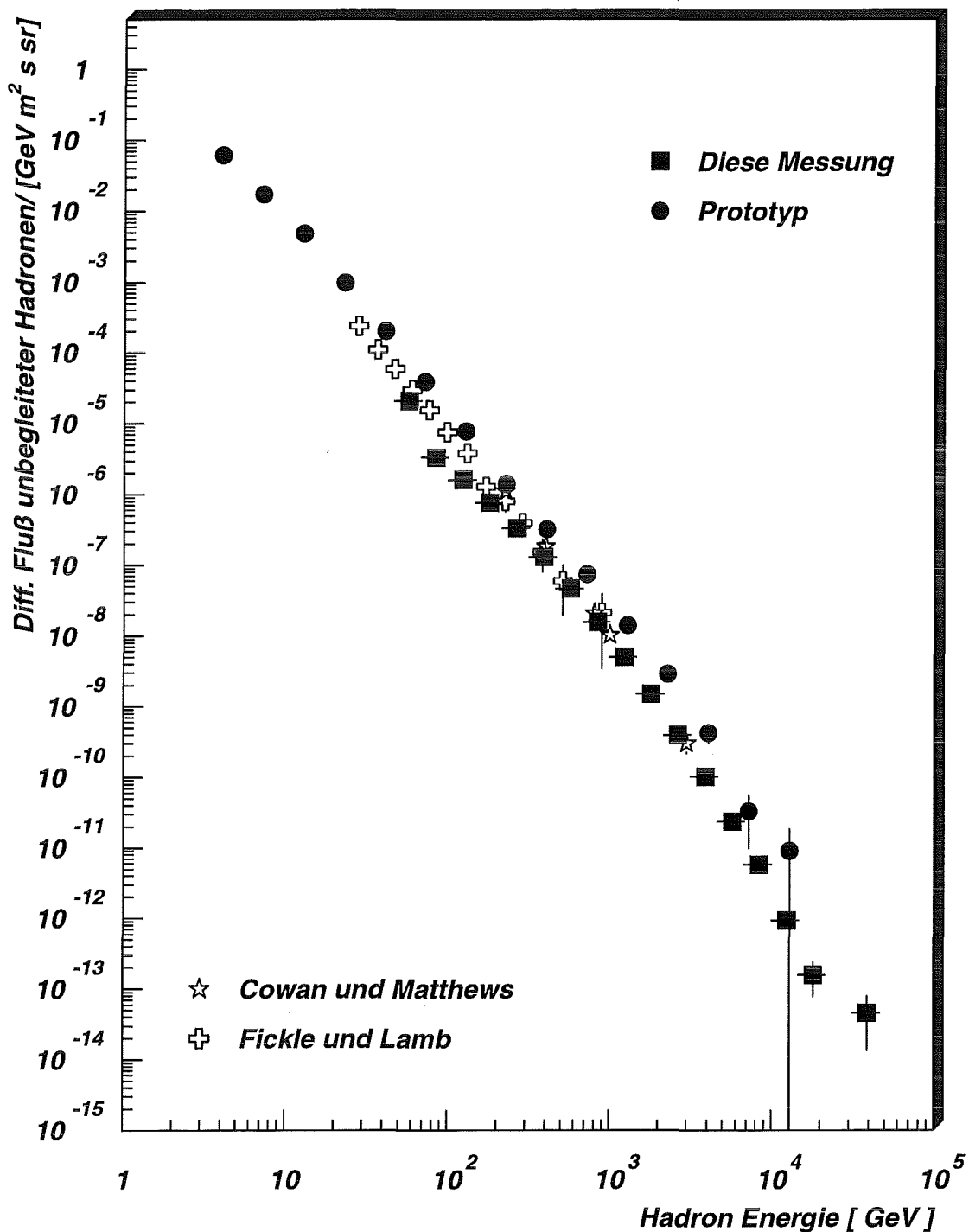


Abbildung 7.7: Flußspektrum unbegleiteter Hadronen im KASCADE Zentralkalorimeter.

Der Absolutwert des Flusses hängt stark von Auswahlkriterien der Single Hadron Ereignisse ab. Dies wird in Abbildung 7.9 unten näher diskutiert. Die angegebenen Fehlerbalken entsprechen dem Fehler des Mittelwertes der jeweiligen Verteilungen. Die Energiebereiche wurden so gewählt, daß sie in der logarithmischen Darstellung äquidistant sind. Die Daten von Fickle und Lamb [Fic79] wurden mit einem „single layer“-Kalorimeter

geringer Dicke gewonnen und sind in der Energiebestimmung großen Unsicherheiten unterworfen. Die Ergebnisse von Cowan und Mathwes [COW71] wurden mit einem Samplingkalorimeter ähnlich dem KASCADE Kalorimeter gemessen. Weitere Literaturwerte lassen sich [Mie93] entnehmen.

Das Prototypkalorimeter unterschied sich vom KASCADE Kalorimeter durch eine kleinere Fläche von 6 m^2 , 7 statt 8 aktiver Ebenen mit zusammen 9λ Absorbertiefe und einer Elektronik, die für eine Rekonstruktion niederenergetischer Hadronen ausgelegt war. Die verwendeten Verstärker ließen die Rekonstruktion von 1 GeV Hadronen zu, sättigten allerdings auch bereits bei 400 MeV/Kanal , wohingegen im KASCADE Kalorimeter die Obergrenze bei 10 GeV/Kanal liegt. Die stabilen Triggerschwellen des Prototyps erlaubten auch eine Verarbeitung des Triggersignals zur Spurrekonstruktion niederenergetischer Teilchen. Die Auswahl von unbegleiteten Hadronen erfolgte auf der kleineren Detektorfläche weniger streng als auf der fast 30 mal größeren Fläche des hier verwendeten Detektorbereiches. Dementsprechend wurden durch den Prototyp Ereignisse akzeptiert, die in vorliegender Analyse verworfen wurden. Dies führt mit den gewählten Selektionskriterien zu einer Reduktion des Flusses im KASCADE Kalorimeter.

Um Feinstrukturen im stark abfallenden Spektrum besser zu erkennen, ist in Abbildung 7.8 der Fluß mit einem Faktor $E^{+2.75}$ multipliziert wiedergegeben.

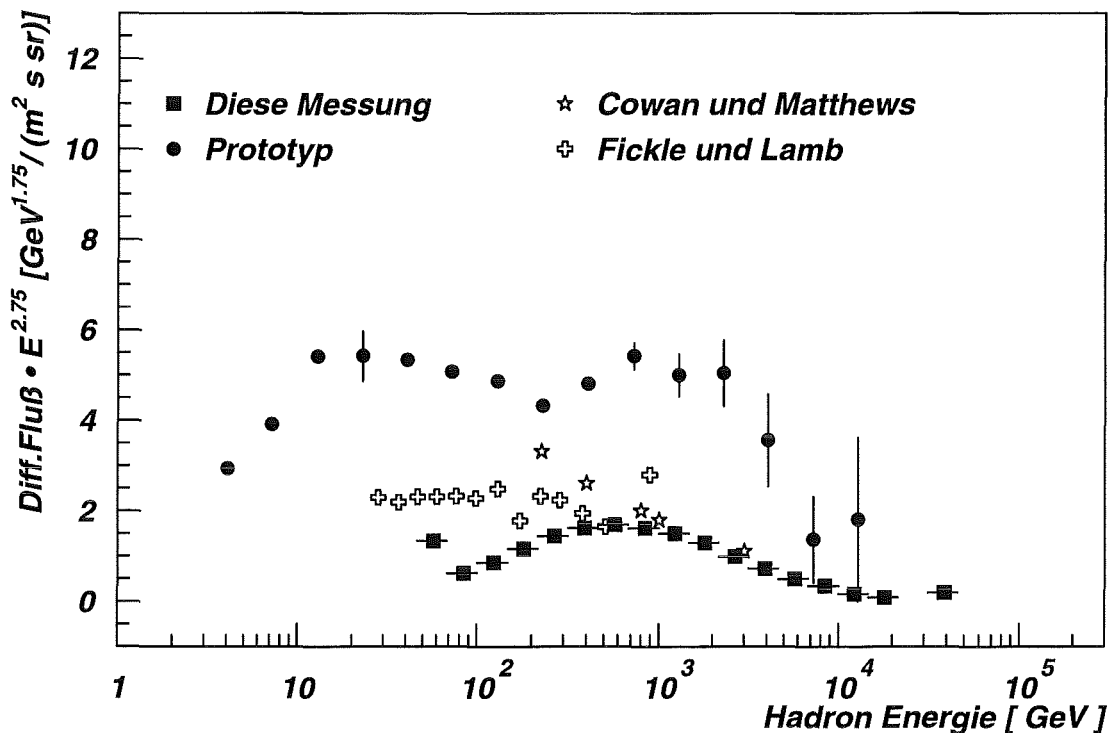


Abbildung 7.8: Flußspektrum einzelner unbegleiteter Hadronen im KASCADE Zentralkalorimeter in renormierter Darstellung.

Der bestimmte Spektralindex beschreibt die Daten bei Energien von $500 - 2000 \text{ GeV}$ sehr gut. Die statistischen Fehler liegen für alle Meßdaten innerhalb der dargestellten Punkte

(vgl. Anhang III). Der Abfall für kleinere Energien ist eine Folge der unzureichend bestimmten Effizienz aufgrund unsicherer Triggerschwellen, wie in Abschnitt 6.3 angesprochen wurde. Für Energien oberhalb 1 TeV ist die Akzeptanz fast konstant und kann nicht Ursache für den hier sichtbaren steileren Abfall sein. In der Literatur [Kal95], wird ein Knie im Spektrum der primären Protonen für eine Primärenergie von etwa $3 \cdot 10^{13}$ eV diskutiert. Einige Modelle, die das Knie bei 3 PeV im Spektrum aller Teilchen zu erklären versuchen, sagen für Protonen ein früheres Abknicken im Bereich von etwa 100 TeV voraus. Das sollte sich auch im Spektrum der unbegleiteten Hadronen widerspiegeln, denn diese sind relativ eng mit den primären Hadronen verknüpft. Infolge des steilen Flußspektrums werden als unbegleitete Hadronen nur solche nachgewiesen, die weniger als 6–7 Wechseleffekte in der Lufthülle gemacht haben und dementsprechend noch etwa 1% der primären Energie besitzen. Darauf wird im folgenden Kapitel näher eingegangen. Man erwartet also eine Änderung im TeV Bereich. Für eine klare Aussage über ein mögliches Knie sind jedoch weitere Simulationen notwendig, welche eine Verknüpfung der Energie unbegleiteter Hadronen mit der Primärenergie erlauben.

7.4. Flußspektren verschiedener Ereignisklassen und Luftschauer-simulationen

Um den Einfluß der Datenselektion auf das Flußspektrum zu untersuchen, wurden Ergebnisse aus dem KASCADE Array zur Auswertung herangezogen. In einer Selektion werden ausschließlich Kalorimeterereignisse verwendet, für welche im Array keine elektromagnetische Komponente gemessen wurde. Es werden dabei ca. 40% der Ereignisse verworfen, in denen ein ausgedehnter Luftschauer rekonstruiert werden konnte. Dabei wurde keine Korrelation der Teilchenrichtungen vorgenommen. Für einen zweiten Test sind Daten ausgewählt, für welche das Array den Schauerkern in einem Radiusbereich weiter als 50 m vom Kalorimeter entfernt rekonstruiert hat. Auch für diese Hadronen, fern vom Schauerzentrum, wurde keine Richtungskorrelation verlangt.

Abbildung 7.9 zeigt die 3 Selektionen zusammen mit den bisher diskutierten Meßdaten unbegleiteter Hadronen. Die Spektren unterscheiden sich nur im absoluten Fluß, der Spektralindex ist für alle Selektionen im Bereich der Fehler identisch. Diese Untersuchung hat vorläufigen Charakter und wurde nicht mit allen zur Verfügung stehenden Daten vorgenommen.

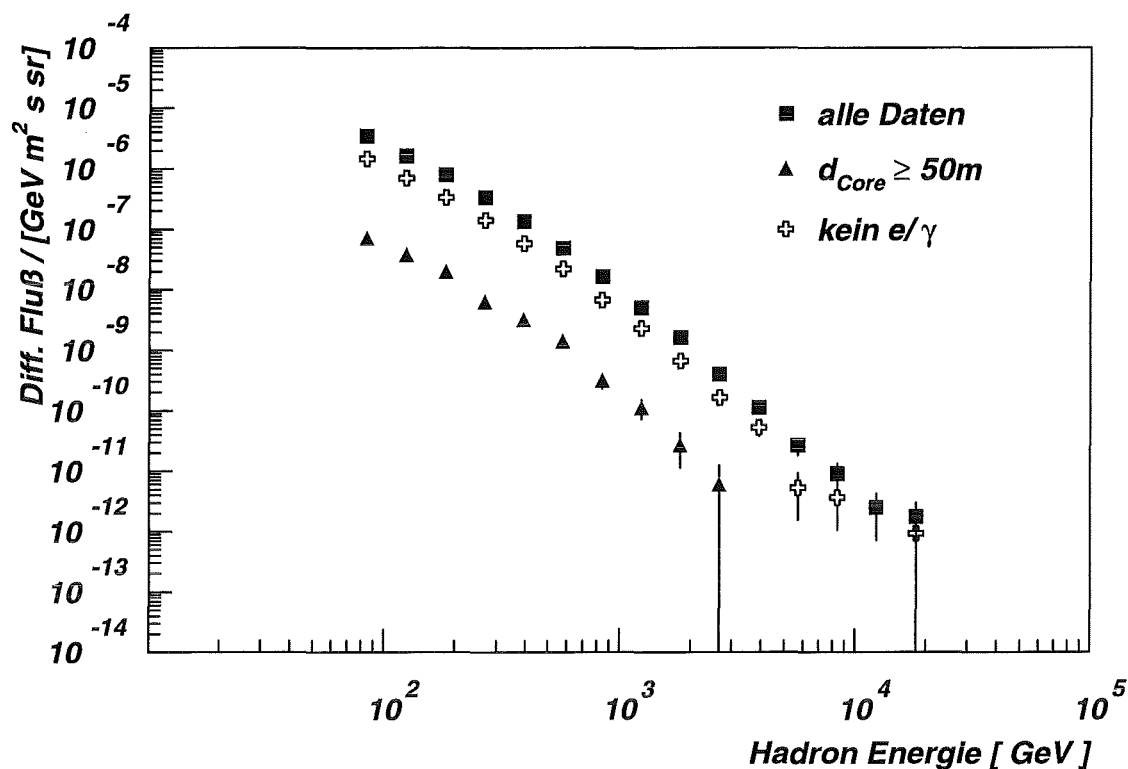


Abbildung 7.9: Flußspektren einzelner Hadronen im Kalorimeter mit verschiedenen Auswahlkriterien. Quadrate: Der Fluß der unbegleiteten Hadronen. Dreiecke: Ereignisse für die im Array das Schauerzentrum im Abstand $> 50\text{ m}$ rekonstruiert wurde. Kreuze: Daten in denen keine der Elektron-Gammastationen im Array Einträge hatte.

Um die Energie des Primärteilchens, die Höhe der ersten Wechselwirkung und die Anzahl der Wechselwirkungen für die ausgewählten unbegleiteten Hadronen abschätzen zu können, wurde eine Auswertung mit Daten des Luftschauersimulationsprogrammes CORSIKA⁷ [Hec98] durchgeführt. In Abbildung 7.10 ist die Energieskala der simulierten Primärteilchen den Energien der rekonstruierten Hadronen gegenübergestellt. Es sind alle im Kalorimeter durch den Single Hadron Prozessor rekonstruierten Daten verwendet worden. Die offenen Symbole zeigen die Ereignisse, welche mit der Selektion auf unbegleitete Hadronen unter dem Zenitwinkel von 30° mit den Schnitten aus 5.1 akzeptiert wurden. Man erkennt, daß durch diesen Schnitt ein bestimmter Anteil Spuren selektiert wird. Für eine konkrete Aussage müßte jedoch das Energiespektrum in den Simulationsdaten berücksichtigt werden, was eine Energieverschiebung zu niedrigeren Energien bewirken kann.

⁷ COsmic Ray SIMulation for KAascade

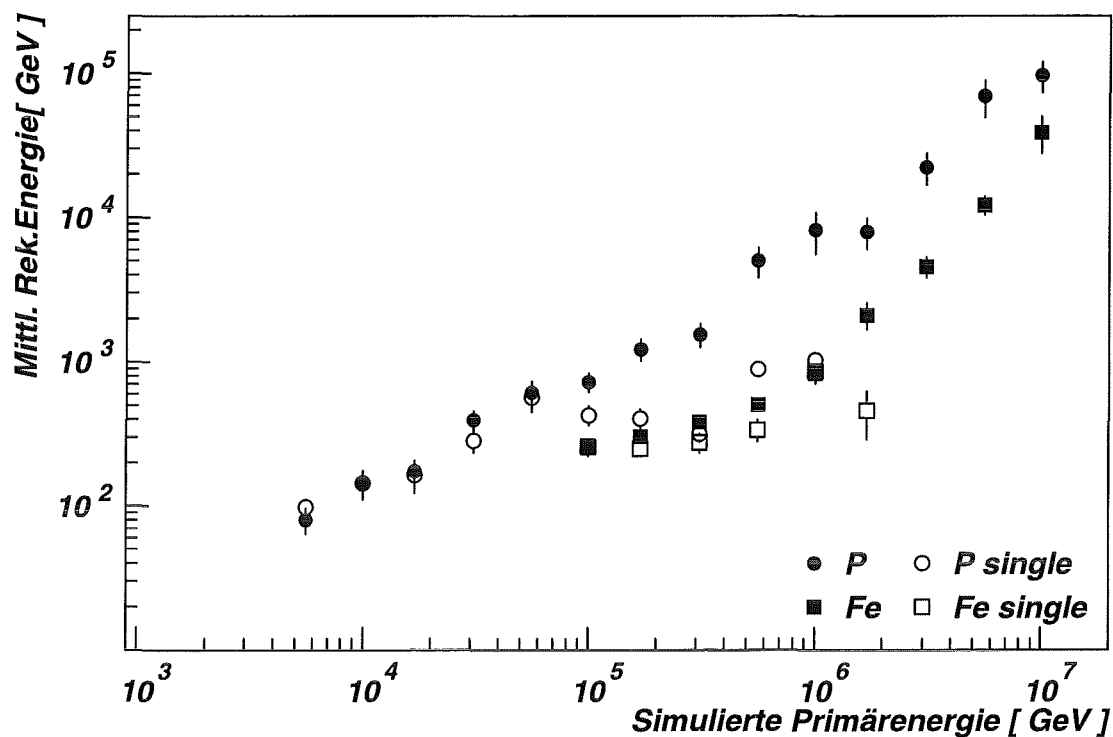


Abbildung 7.10: Rekonstruierte Energie unbegleiteter Hadronen für definierte Primärenergien aus CORSIKA Luftschauersimulationen.

Aus dieser ersten Abschätzung läßt sich ein Skalierungsfaktor für die Energie unbegleiteter Hadronen zur Energie des Primärteilchens von ca. 100 ableiten. Die Höhe der ersten Wechselwirkung betrug für die simulierten Eisenkerne im Mittel 34 km und für die Protonen im Mittel ca. 20 km. Das Ergebnis legt nahe, daß das in Abbildung 7.7 gezeigte Flußspektrum den primären Protonfluß im Energiebereich von 10^{13} – 10^{15} eV widerspiegelt.

8. Isotropie

Die Untersuchung der Isotropie unbegleiteter Hadronen soll zur Klärung der Frage beitragen, ob die kosmische Strahlung eine Relativbewegung bezüglich der Bewegung unseres Sonnensystems aufweist, und ob es beispielsweise einen Überschuss primärer Protonen aus bevorzugten Richtungen wie der galaktischen Ebene oder des lokalen Spiralarmes gibt. In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Ansätze untersucht die Isotropie des Flusses unbegleiteter Hadronen zu überprüfen, die harmonische Analyse der zeitlichen Variationen und eine Himmelsdurchmusterung nach lokalen Anisotropien. Die Anisotropie aufgrund der Orbitalbewegung der Erde um die Sonne, der Compton-Getting Effekt, dient als Maß für die Signifikanz der Analyse.

Das KASCADE Experiment befindet sich auf 49.10°N , 8.43°O auf 110 m ü.NN. Die verwendeten Daten wurden in 238 Tagen im Zeitraum eines Jahres aufgenommen. Die richtungsabhängigen Zählraten wurden auf den Standardluftdruck (1013 hPa) normiert. Wegen der Zenitwinkelabhängigkeit der Rate wurde der Beobachtungswinkel auf 30° eingeschränkt.

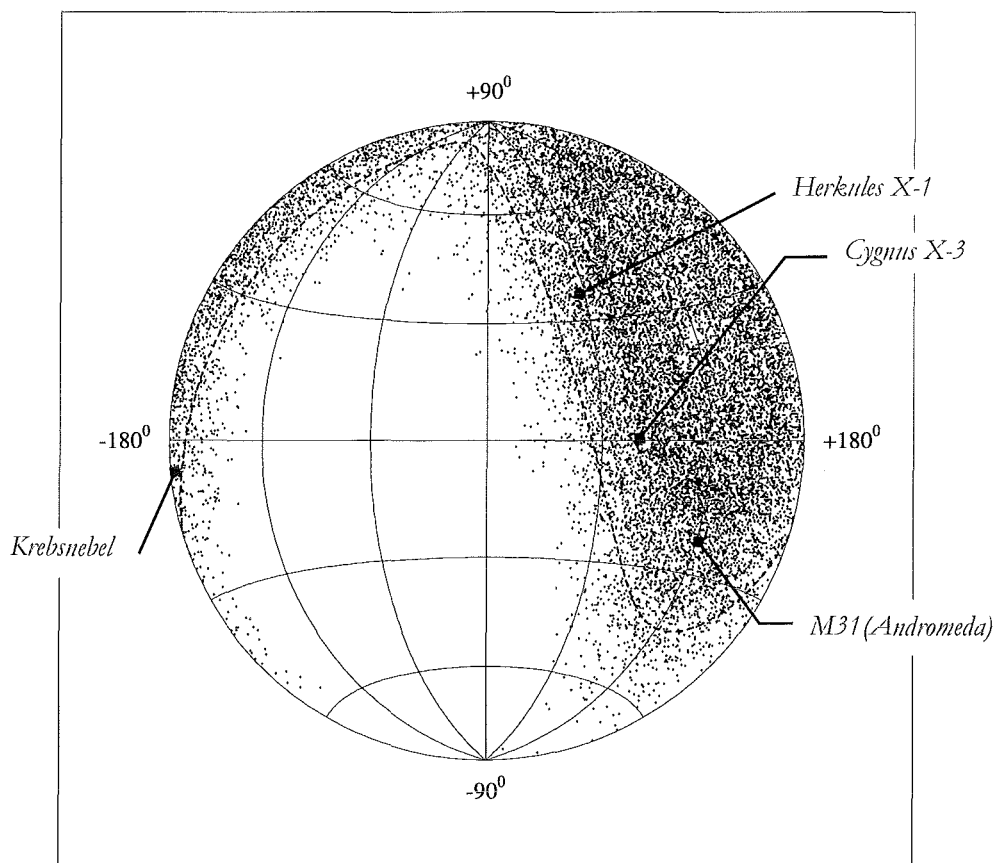


Abbildung 8.1: Eine Auswahl gemessener unbegleiteter Hadronen in einer Projektion in galaktischen Koordinaten. Die gestrichelte Linie gibt den Zenitwinkelbereich von 30° an.

An unserem Beobachtungsstandort lassen sich folgende markante Punkte des Himmels untersuchen (Angaben in Äquatorialkoordinaten):

- Galaktisches Antizentrum (30°N , $5^{\text{h}}30^{\text{m}}$), galaktischer Nordpol (27°N , $12^{\text{h}}49^{\text{m}}$).
- Zielpunkt der galaktischen Rotation (47°N , $21^{\text{h}}40^{\text{m}}$), er entspricht etwa der Richtung in den lokalen Spiralarm hinein auf Cygnus weisend.
- Apex (30°N , 18^{h}), der Punkt, auf den sich die Sonne durch ihre Pekuliarbewegung mit 20 km/s zubewegt.

Auch prominente Punktquellenkandidaten befinden sich im Gesichtsfeld von KASCADE, wie z.B. der Krebsnebel als Supernovarest mit einem Neutronenstern im Zentrum, der als möglicher Beschleuniger für höchstenergetische Protonen angesehen wird. Ebenso der Supernovarest Cygnus-X3 als hochaktive Quelle in vielen Spektralbereichen, besonders auch für hochenergetische Gammastrahlung und der Röntgenpulsar Herkules-X1. In Abbildung 8.1 sind gemessene, unbegleitete Hadronen in einer Projektion auf galaktische Koordinaten dargestellt und demonstrieren den sichtbaren Ausschnitt des Himmels. Die gestrichelte Linie zeigt den Bereich für 30° Zenitwinkel, und die Lage der erwähnten Punktquellenkandidaten ist angedeutet.

8.1. Fourieranalyse in solarer und siderischer Zeit

In der Fourieranalyse wird ein allgemein periodisches Signal in seine harmonischen Anteile zerlegt. Die Amplitude der 1. Harmonischen gibt die am stärksten vertretene Anisotropie in der Zählrate wieder, die Phase zeigt die Richtung des Überschusses der kosmischen Strahlung an [Nag89]. Voraussetzung ist eine gleichmäßige Datennahme über der gewählten Zeitbasis. Die Zenitwinkelabhängigkeit kann bei Auswahl eines kleinen Deklinationsbandes vernachlässigt werden.

Gemäß der Formel (2.4) ist für den Standort von KASCADE eine Amplitude aufgrund des Compton-Getting Effektes von $A_{\text{sol}} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ zu erwarten. Für den Nachweis dieses Effektes ist eine gute Statistik notwendig. Für eine Anzahl N Ereignisse im gesamten Winkelbereich erhält man aufgrund statistischer Fluktuationen eine Amplitude der Höhe einer Standardabweichung σ von

$$\sigma = \frac{2}{\sqrt{N}} \quad (8.1)$$

mit einer Wahrscheinlichkeit von 66% [Wat90]. Um nun A_{sol} mit einer Signifikanz von 3σ zu messen, benötigt man dementsprechend 10^9 Ereignisse.

Bei der vorliegenden Analyse wurden ca. 500'000 Ereignisse unbegleiteter Hadronen ausgewertet. Es wurde zunächst eine Korrektur auf die effektive Meßzeit in solarer und siderischer Zeit durchgeführt. In Abbildung 8.2 oben ist die Rate in willkürlichen Einheiten

über der solaren Zeit aufgetragen. Im linken Teilbild ist die Datenrate über einen Sonnentag in Einheiten von Stunden als schwarze Linie dargestellt. Die Meßzeiten des Detektors dienen als Korrektur auf die effektive Beobachtungshäufigkeit des Himmelsbereiches und sind als graues Band auf die Meßdaten gelegt. Durch Faltung der Meßdaten mit dem Korrekturspektrum erhält man die normierte Rate, welche im rechten Teilbild gezeigt ist. Die Zählrate konnte bis auf 2.3% statistische Schwankungsbreite geglättet werden. Im unteren Teilbild ist die Rate in willkürlichen Einheiten über den Sternentag von 0° – 360° Rektaszension dargestellt. Sie wurde in einem analogen Verfahren normiert. Hier beträgt die Standardabweichung 2.5%.

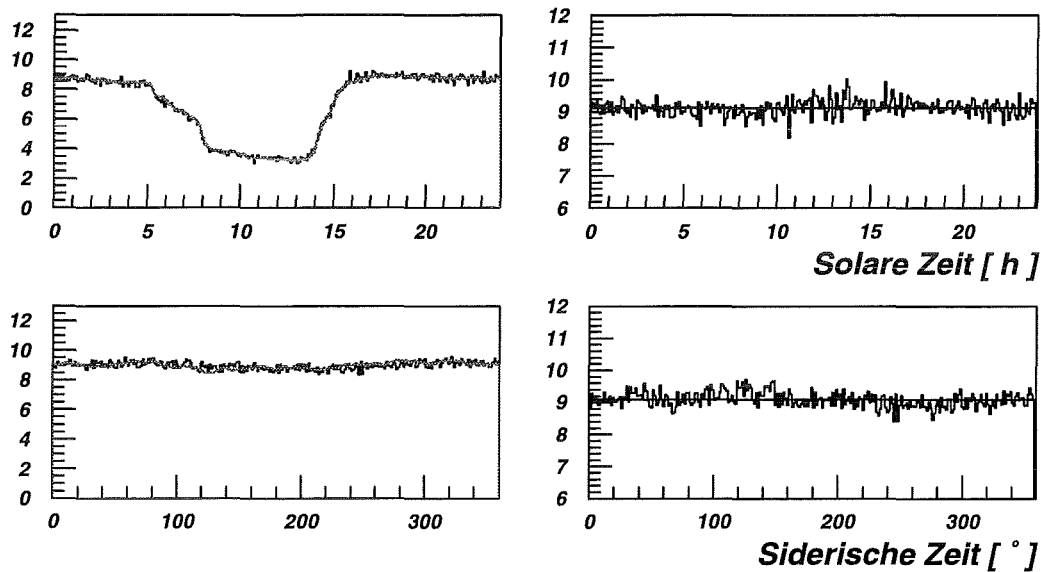


Abbildung 8.2: Zählrate unbegleiteter Hadronen in willkürlichen Einheiten über der solaren Zeit (oben) und der siderischen Zeit (unten). Die linken Teilbilder zeigen die gemessenen Raten zusammen mit der effektiven Beobachtungszeit, welche in den rechten Teilbildern eingefaltet ist.

Die starken Schwankungen der Meßrate über einen Sonnentag ist durch die notwendigen Abschaltungen der Datennahme für den Ausbau des Detektors verursacht. Dieser "Tag-Nacht-Effekt" ist im bewegten äquatorialen Bezugssystem über ein Jahr hinweg verwischt. Die aus der Fourieranalyse gewonnenen Amplituden der 1. Harmonischen sind für verschiedene Energieschwellen in Tabelle 8.1 für die solare und die siderische Zeit zusammengestellt. Die Zeitangaben sind in UTC und lassen sich durch Addition einer Stunde auf die lokale Zeit (Winterzeit) umrechnen. Der Zenitwinkel war auf $\Theta < 30^\circ$ beschränkt.

Eingetragen sind die bestimmten Amplituden A , die Phasen in Rektaszension und Stunden, die Anzahl der Ereignisse N und der daraus mit Gl. (8.1) bestimmten Standardabweichungen σ einer zufälligen Amplitude. Als Maß für die Signifikanz einer Amplitude dient das Verhältnis A/σ

Tabelle 8.1: 1. Harmonische in solarer und siderischer Zeit für verschiedene Energieschwellen. A/σ gibt die Signifikanz der bestimmten Amplituden an.

SOLAR ($\theta < 30^\circ$)						
Energiebereich	Amplitude [10^{-3}]	Phase [$^\circ$]	Phase [h]	A/σ	σ [10^{-3}]	N
> 50 GeV	7.57	320,97	21.39	2.75	2.76	526860
> 100 GeV	7.47	319.95	21.33	2.2	3.39	346668
> 500 GeV	12.79	338.87	22.59	1.32	9.72	42296
> 1000 GeV	16.33	330.32	22.02	0.85	19.09	10972
SIDEREAL ($\theta < 30^\circ$)						
Energiebereich	Amplitude [10^{-3}]	Phase [$^\circ$]	Phase [h]	A/σ	σ [10^{-3}]	N
> 50 GeV	8.93	55.89	3.73	3.24	2.75	526860
> 100 GeV	7.99	50.03	3.04	2.5	3.39	346668
> 500 GeV	7.25	53.39	3.56	0.75	9.73	42296
> 1000 GeV	6.35	309.8	20.65	0.33	19.09	10972

Die gemessenen Amplituden liegen in der Größenordnung der Rauschbreiten für die zur Verfügung stehende Anzahl von Ereignissen und erlauben keine Aussage über eine Anisotropie. Die Phasen deuten auf einen störenden Anteil im Signal hin, eventuell verursacht durch die erwähnten unregelmäßigen Meßzeiten, die über die Start- und Stopzeiten im Meßlaufprotokoll nicht genau genug erfaßt waren.

Eine Bestätigung des Compton-Getting Effektes erfolgte u.a. durch das Luftschauerarray EAS-TOP 1996 [Agl96]. Die Amplitude wurde zu $A_{\text{sol}}=4.06 \cdot 10^{-4}$ und $\phi_{\text{sol}}=4.92^{\text{h}}$ mit 7.3σ bestimmt. Eine siderische Komponente von $A_{\text{sid}}=3.73 \cdot 10^{-4}$, $\phi_{\text{sid}}=1.82^{\text{h}}$ wurde mit 6.5σ angegeben. Eine ausreichende Statistik für eine Untersuchung der Anisotropie und eine Verifikation des Compton-Getting Effektes ist für unbegleitete Hadronen im KASCADE Kalorimeter in ca. 5 Jahren Meßzeit zu erwarten.

8.2. Himmelsdurchmusterung

Zur Lokalisierung von Punktquellen oder Gradienten der kosmischen Strahlung wurde die Verteilung der gemessenen Ereignisse unbegleiteter Hadronen vor dem Fixsternhimmel untersucht.

Abbildung 8.3 zeigt die gemessene Rate unbegleiteter Hadronen in Äquatorialkoordinaten, eingeteilt in Bereiche von $5^\circ \times 5^\circ$, entsprechend der Winkelauflösung des Rekonstruktionsalgorithmus. Die Daten wurden auf die Luftdruckabhängigkeit und die tatsächliche Beobachtungszeit in Sterntagen normiert. Die Rate ist vom Zenitwinkel der Beobachtung abhängig und hat ihr Maximum bei der Deklination $\delta=49^\circ$, dem Standort von KASCADE.

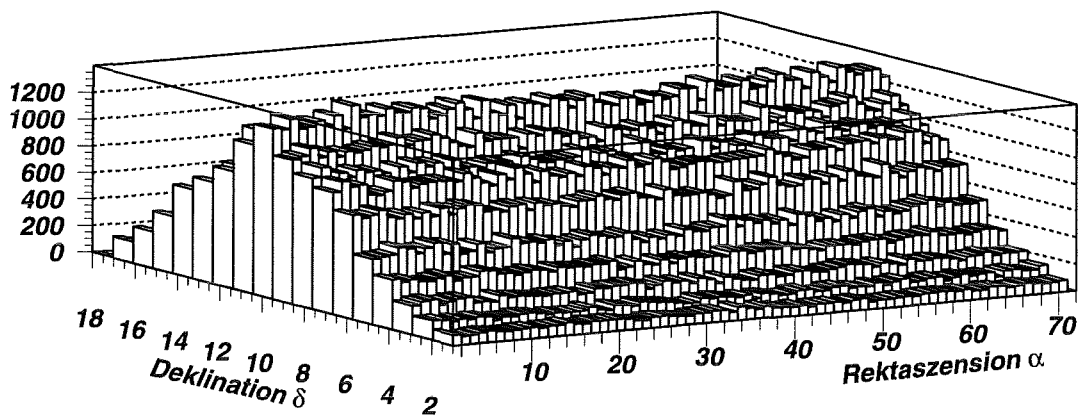


Abbildung 8.3: Häufigkeitsverteilung unbegleiteter Hadronen in Äquatorialkoordinaten, Angaben in Vielfachen von 5° .

Zur Korrektur dieser Abhängigkeit wurde der Mittelwert über die Rektaszension für Bereiche gleicher Deklination ermittelt und die Raten wurden entsprechend normiert. Abbildung 8.4 zeigt die damit gewonnene Zählratenverteilung. Eine starke Punktquelle sollte sich in dieser Darstellung durch einen Überschuss in einem Winkelbereich bemerkbar machen.

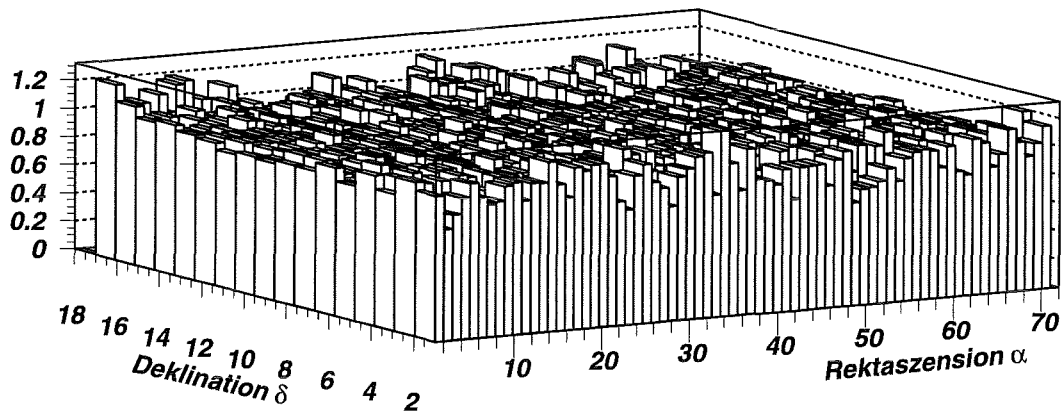


Abbildung 8.4: Auf Standardluftdruck und Beobachtungszeit normierte richtungsabhängige Rate unbegleiteter Hadronen in Äquatorialkoordinaten.

Für eine bessere Quantifizierung des Ergebnisses wurde aus der normierten Verteilung der Mittelwerte gleicher Deklinationbereiche die jeweilige Standardabweichung bestimmt. Die Abweichungen in den Winkelbereichen lassen sich somit in Einheiten der Standardabweichung angeben und berücksichtigen so die geringen Zählraten für Bereiche hoher und niedriger Deklination.

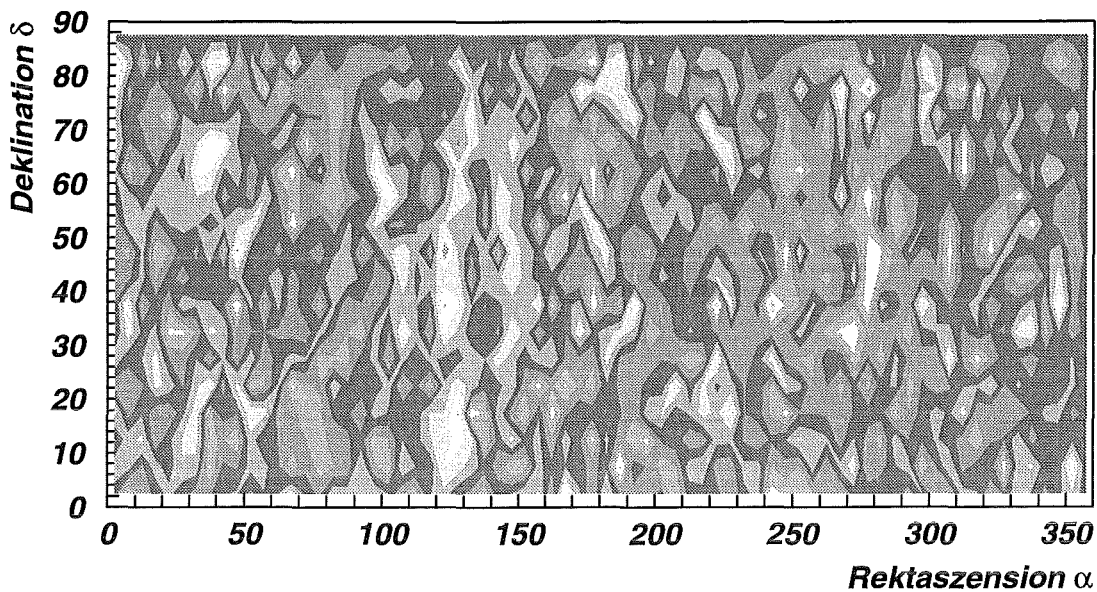


Abbildung 8.5: Statistische Signifikanz der Isotropie unbegleiteter Hadronen in Äquatorialkoordinaten.

Abbildung 8.5 zeigt die Signifikanz der Abweichungen in den Zählraten unbegleiteter Hadronen. Die hellen Konturen zeigen die Bereiche von Abweichungen größer als $\pm 1.5\sigma$, die dunklen Konturen die Verteilungen um $0 \pm 0.5\sigma$, grau sind die Werte dazwischen schattiert. Es ist keine bewertbare Abweichung von einer homogenen Verteilung zu erkennen. Die Streuung der Abweichungen ist in Abbildung 8.6 wiedergegeben und zeigt eine Standardabweichung von 0.9σ . Die größten Abweichungen liegen bei $\pm 3.2\sigma$ und -3.6σ und sind damit weniger als 4-fach überhöht. Davon hat lediglich der Überschuss von $+3.2\sigma$ bei $\alpha=125^\circ$ (8.3^h); $\delta=50^\circ$ eine nennenswerte Statistik von 1352 Einträgen. Zur besseren Visualisierung sind dem Anhang Farbbilder beigelegt.

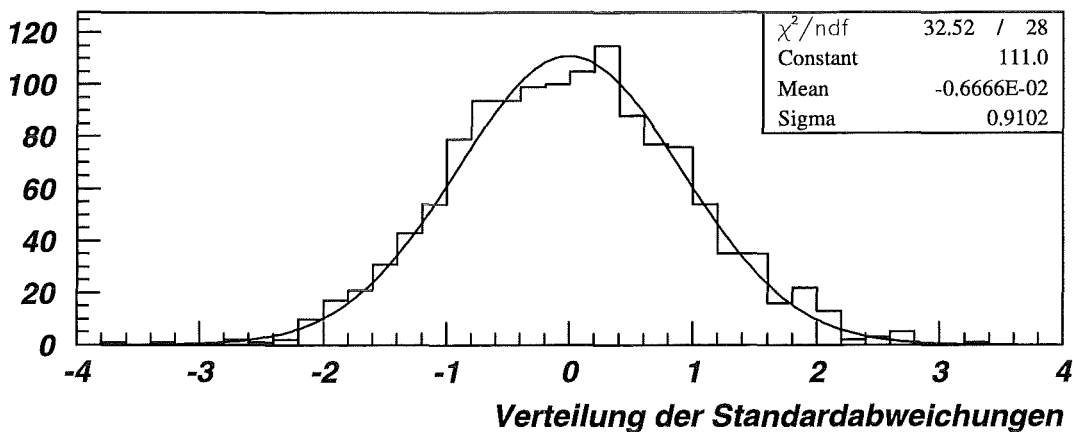


Abbildung 8.6: Verteilung der Standardabweichungen für Abbildung 8.5

Die vorgestellten Untersuchungen haben für die derzeitige Statistik keine Abweichung von einer isotropen Verteilung der gemessenen Hadronen erkennen lassen. Für eine Aussage über mögliche Anisotropien ist eine wesentlich größere Anzahl von Meßdaten notwendig.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, unbegleitete Hadronen der kosmischen Strahlung im KASCADE Kalorimeter zu untersuchen. Dafür wurden Messungen des Kalorimeters in der Zeit von Oktober 1996 bis Oktober 1997 ausgewertet und daraus ca. 500'000 Ereignisse unbegleiteter Hadronen rekonstruiert. Der Rekonstruktionsalgorithmus, wie er für das Prototypkalorimeter entwickelt wurde, mußte auf die Gegebenheiten des KASCADE Kalorimeters angepaßt und seine Eigenschaften anhand von Simulationsrechnungen und Meßdaten überprüft werden. Das verwendete Verfahren erlaubt die Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen mit einer Ortsauflösung von 20 cm, einer Winkelauflösung von 4° und ist in der Lage, sowohl strahlende Myonen als auch Schauerkerne von Ereignissen einzelner Hadronen zu unterscheiden.

Für eine detaillierte Untersuchung der Schauerentwicklung im Kalorimeter wurden verschiedene Simulationsrechnungen einzelner Protonen im Kalorimeter durchgeführt. Rechnungen mit diskreten Energien und Einfallswinkeln erlauben eine gute Beurteilung der Detektorantwort. Simulationen, welche die Teilchen auf die gesamte Kalorimeterfläche gewürfelt haben, zeigen den Einfluß des Detektorrandes. Rechnungen mit einer naturnahen Zenitwinkelverteilung von $\sin \Theta \cos^5 \Theta$ und einer Energieverteilung $\propto E^{-2.7}$ ermöglichen die Erklärung der Unterschiede in den longitudinalen Schauerkurven zwischen den Meßdaten und Simulationsdaten, welche hauptsächlich durch das Gruppieren in Energie- und Winkelintervalle unter dem Einfluß des steil abfallenden Energiespektrums hervorgerufen werden.

Mittels der Simulationsdaten wurde eine Energiekalibration des Kalorimeters für die Rekonstruktion unbegleiteter Hadronen durchgeführt und weitere Charakteristika des Detektors bestimmt. Die Energieauflösung des Kalorimeters ist besser als 16% für 1 TeV und ca. 13 % oberhalb 5 TeV. Der longitudinale Energieverlust ist kleiner als 3 % bis zu Energien von 25 TeV. Die Effizienz für den Nachweis einzelner Hadronen liegt für Energien oberhalb 25 TeV bei 95% und sinkt, bedingt durch die abnehmende Triggereffizienz, mit der Energie. Für 1 TeV beträgt die Akzeptanz ca. 80%. Die untere Schwelle für die Rekonstruktion liegt bei ca. 50 GeV Hadronenergie.

Aus den aufgenommenen Daten wurde der Fluß unbegleiteter Hadronen im Energiebereich von 50 GeV bis 50 TeV bestimmt. Die gemessenen Daten wurden auf das steile Energiespektrum korrigiert und die Rate auf Standardluftdruck normiert. Es wurde eine konstante Fläche von 176 m² benutzt. Der Fluß wurde zu

$$\frac{dN}{dE} = c \cdot \left(\frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{-\alpha} \quad \text{mit} \quad c = (3.91 \pm 0.4) \cdot 10^{-6} \left(\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV} \right)^{-1}$$

bestimmt.

Der Spektralindex der gemessenen unbegleiteten Hadronen ist

$$\alpha = 2.83 \pm 0.03(stat) \pm 0.1(sys) \quad .$$

Für ein besseres Verständnis der Natur der gemessenen Daten wurden die Selektionsschnitte variiert und auch Luftschauersimulationen untersucht. Die rekonstruierten Hadronen lassen sich demnach als Teilchen der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^{13} – 10^{15} eV einordnen. Es ergibt sich damit ein Skalierungsfaktor zur Primärenergie von ca. 100 für die Energie der gemessenen Hadronen. Mit dieser Abschätzung läßt sich annehmen, daß die gemessenen Hadronen das primäre Protonenspektrum in dem Energiebereich wiedergeben, in dem eine Änderung im Spektralindex vermutet wird.

Für die Untersuchung der Isotropie wurden in das Analyse-und Rekonstruktionsprogramm Konversionsroutinen für Äquatorialkoordinaten und galaktische Koordinaten implementiert. Die Verfahren für eine Fourieranalyse in solarer und siderischer Zeit wurden ausgearbeitet und ein erster Test der Isotropie unbegleiteter Hadronen durchgeführt. Dabei leiden die Ergebnisse unter mangelnder Statistik und können keine Aussage über mögliche Anisotropien machen. In ca. 5 Jahren werden nachfolgende Untersuchungen über ausreichend Datenmaterial für die Messung des Compton-Getting Effektes in solarer und siderischer Zeit und die Überwachung von möglichen Punktquellen verfügen.

Für einen Nachweis eines *Knies* im Spektrum der primären Protonen sind Verbesserungen in der Rekonstruktion niederenergetischer Hadronen notwendig. Durch den großen Einfluß der Triggereffizienz ist die zeitliche Stabilität der Triggerschwellen besonders wichtig, was durch den einsetzenden Alterungsprozeß des verwendeten Szintillatormaterials erschwert wird. Der Rekonstruktionsalgorithmus kann dahingehend erweitert werden, daß die ermittelten Parameter für Energie und Zenitwinkel in einem zweiten Analyseschritt für eine Verfeinerung der Rekonstruktion benutzt werden. Für kleine Energien müssen die Forderungen an Energiedeposition und Eindringtiefe reduziert werden. Für hohe Energien können die elliptischen Bereiche der Energiesammlung in ihrer Form stärker an die Gesamtenergie im Kalorimeter angepaßt werden. Um hadronische Schauer mit geringer lateraler Ausdehnung nicht fälschlicherweise als eine Spur zu rekonstruieren, sollten Parameter aus dem KASCADE Array mit ausgewertet werden.

Für eine gezielte Auswahl kosmischer Teilchen, welche mit wenig Wechselwirkungen und geringem Energieverlust die Luftschicht durchquert haben, sind umfangreiche Simulationsrechnungen vonnöten, wie sie zur Zeit durchgeführt werden. Da man für eine korrekte Wiedergabe des steilen Energiespektrums eine sehr große Statistik bei niedrigen Energien benötigt und die hochenergetischen Ereignisse sehr viel Rechenzeit erfordern, ist die Anzahl der Simulationen, welche der Selektion auf ein unbegleitetes Hadron genügen, noch begrenzt. Doch bieten nur die Luftschauersimulationen die Möglichkeit, die Ereignisse so zu klassifizieren, daß das primäre Protonenspektrum auch auf Meeresniveau bestimmt werden kann.

Anhang

I. Eigenschaften der Ionisationsflüssigkeiten

Tabelle I.1: Kenndaten der Ionisationsmedien des KASCADE Kalorimeters aus [Eng96].

	TMS Si(CH₃)₄	TMP C₉H₁₀
Dichte [g/cm ³]	0.65	0.72
Molekulargewicht [g]	88.3	128.3
Beweglichkeit [cm ² /Vs]	98-102	28
$\Delta E/\Delta x$ [MeV g ⁻¹ cm ²]	2.04	2.15
Strahlungslänge X ₀ [g cm ⁻²]	33.7	44.7
Had. wechsehw. Länge λ_1 [g cm ⁻²]	83.0	77.8

II. Parameter der gemessenen Longitudinalverteilung

In Tabelle II. sind die Werte der Transitionkurven aus Kapitel 6.3 für die Meßdaten wiedergegeben. Es sind für die verschiedenen Energieintervalle die Parameter der Anpassungsfunktion

$$\frac{dE}{dt} = c \cdot x^a \cdot e^{-bt}$$

mit den Fehlern der Anpassung angegeben. Ferner sind eingetragen:

t_{\max} , das Maximum der Schauerentwicklung

$t_{95\%}$, die Tiefe für 95% Energiedeposition

$t_{100\%}$, die Tiefe für 99.9% Energiedeposition

$\Sigma 12\lambda$, das Integral über der Anpassungsfunktion bis auf 12 λ Tiefe

$\Sigma 100\%$, das Integral bis 99.9% Energiedeposition

Die Tiefe im Absorber ist in Einheiten der hadronischen Wechselwirkungslänge λ nach Gleichung (3.12) angegeben. Die Energieintervalle wurden mit folgenden Grenzen gewählt: 75,175,375,750,1750,3750,6250,8750,17500,32500 in [GeV]

Tabelle II.2: Gemessene Werte des longitudinalen Schauerprofils für unbegleitete Hadronen im Zenitwinkelintervall $0.925 < \cos\Theta < 0.975$.

$\langle E \rangle$ [GeV]	$c \pm \Delta c$	$a \pm \Delta a$	$b \pm \Delta b$	t_{\max}	$t_{95\%}$ [λ]	$t_{100\%}$ [λ]	$\Sigma 12\lambda$ [MeV]	$\Sigma 100\%$ [MeV]
100	495.7±2.7	1.73±0.01	1.19±0.005	1.45	3.6	10.6	4858	4858
250	769.5±3.7	1.09±0.01	0.89±0.004	1.23	4.0	13.3	10231	10234
500	1245.5±8.0	0.87±0.01	0.74±0.005	1.18	4.6	16.1	20910	20935
1000	2091±21	0.93±0.02	0.68±0.009	1.36	5.0	18.6	42374	42477
2500	3487±6.5	0.95±0.004	0.61±0.009	1.55	5.62	21.9	88224	88692
5000	6189±341	0.94±0.1	0.57±0.03	1.64	8.6	24.5	176265	177656
7500	6881±802	1.36±0.2	0.60±0.04	2.25	6.4	25.9	271417	274529
10000	12702±3378	0.66±0.34	0.5±0.07	1.32	6.32	28.0	358031	361890
25000	16050±545	0.23±0.04	0.35±0.008	0.65	7.8	36.7	515678	529176

III. Gemessener Hadronfluß

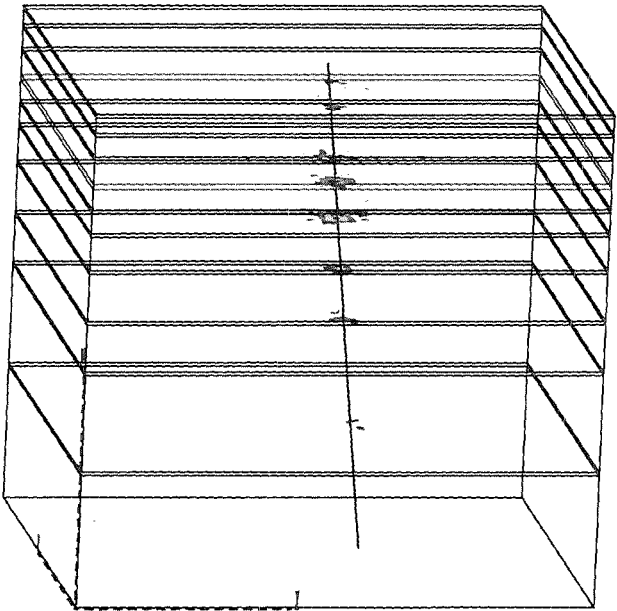
Tabelle III.1: Fluß einzelner unbegleiteter Hadronen gemessen mit etwa 60% der Fläche des KASCADE Zentralkalorimeters. Die Daten sind auf Standardluftdruck, 1013 hPa, korrigiert. Angegeben sind die statistischen Fehler. Die systematischen Fehler durch die Energiebestimmung und die Effizienz der Rekonstruktion betragen ca. 10-20 %.

Energiebereich [GeV]	<Energie> [GeV]	Anzahl Hadronen	Hadronfluß [m ² s sr GeV] ⁻¹
46.4 – 68.1	56.0	84387	$(2.1 \pm 0.007) \cdot 10^{-5}$
68.1 – 100.0	82.2	113639	$(3.3 \pm 0.01) \cdot 10^{-6}$
100.0 – 146.8	120.6	122990	$(1.6 \pm 0.005) \cdot 10^{-6}$
146.8 – 215.4	177.0	111115	$(7.6 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$
215.4 – 316.2	259.9	83907	$(3.3 \pm 0.01) \cdot 10^{-7}$
316.2 – 464.2	381.4	54967	$(1.3 \pm 0.006) \cdot 10^{-7}$
464.2 – 681.3	559.9	32395	$(4.7 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$
681.3 – 1000.0	821.8	17010	$(1.6 \pm 0.01) \cdot 10^{-8}$
1000.0 – 1467.8	1206.2	8362	$(5.0 \pm 0.05) \cdot 10^{-9}$
1467.8 – 2154.4	1770.5	3867	$(1.5 \pm 0.02) \cdot 10^{-9}$
2154.4 – 3162.3	2598.7	1556	$(4.0 \pm 0.10) \cdot 10^{-10}$
3162.3 – 4641.6	3814.4	603	$(1.0 \pm 0.04) \cdot 10^{-10}$
4641.6 – 6812.9	5598.7	192	$(2.3 \pm 0.17) \cdot 10^{-11}$
6812.9 – 10000.0	8217.8	73	$(5.8 \pm 0.68) \cdot 10^{-12}$
10000.0 – 14678.0	12062.1	18	$(9.4 \pm 2.21) \cdot 10^{-13}$
14678.0 – 21544.4	17704.8	4	$(1.6 \pm 0.79) \cdot 10^{-13}$
21544.4 – 31622.8	25987.1	0	-
31622.8 – 46415.9	38143.8	2	$(4.6 \pm 3.25) \cdot 10^{-14}$

IV. Darstellung ausgewählter Hadronspuren im Kalorimeter

Darstellung der Energieeinträge in den Ionisationskammerkanälen der 8 Detektorebenen, nach Energie farblich kodiert (siehe Skala). Eingezeichnet ist die rekonstruierte Spur.

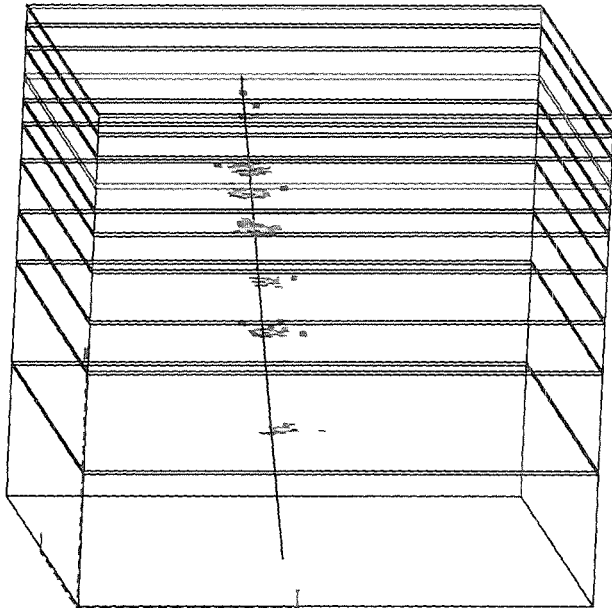
Simuliertes Proton im Kalorimeter.
 Simuliert: 10 TeV, $\Theta=25^\circ$
 Rekonstruiert: 10.02 TeV, $\Theta=23.6^\circ$



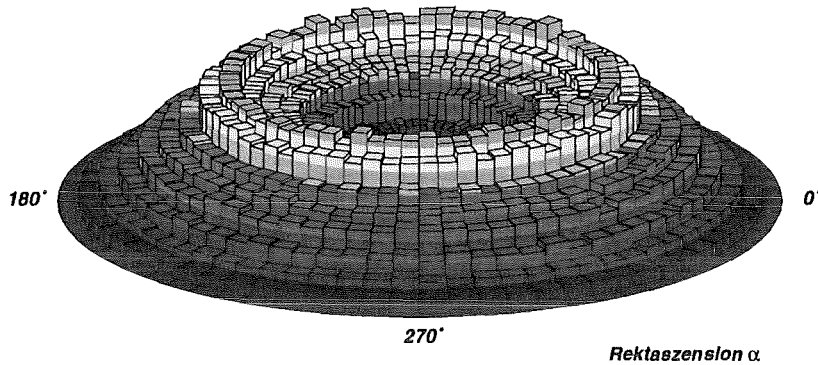
Rekonstruierte Spur eines gemessenen unbegleiteten Hadrons im Kalorimeter.
 Rekonstruiert: 16.92 TeV, $\Theta=28.2^\circ$

Minimumlag Event 10

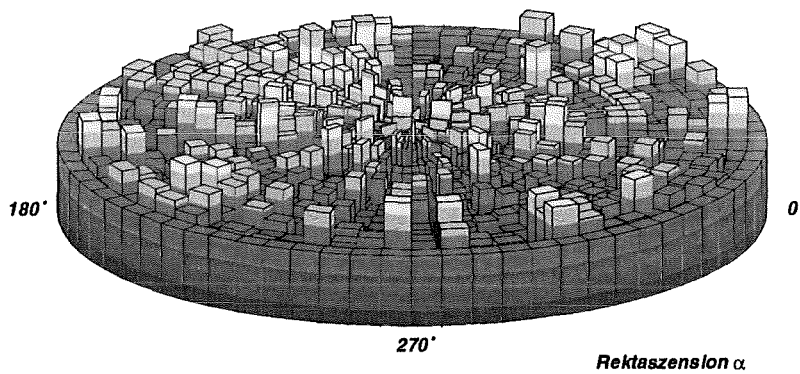
8.0 6.0 4.0 2.0 0.0 200 400 600 800 1000 1200 1400 1600 MeV



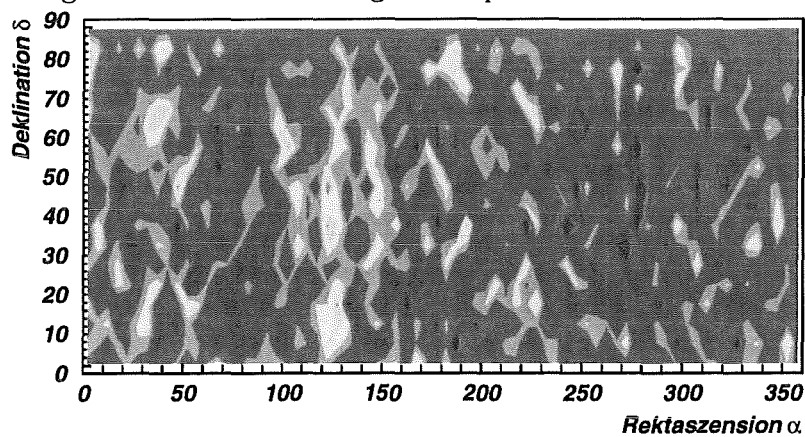
V. Isotropie der unbegleiteten Hadronen



Die auf Standardluftdruck (1013 hPa) und Meßzeit normierte Rate unbegleiteter Hadronen in Äquatorialkoordinaten. Die Deklination $\delta=0^\circ$ befindet sich im Zentrum der Figur.



Die statistische Signifikanz der Abweichungen in Äquatorialkoordinaten.



Die statistische Signifikanz der Abweichungen in Konturdarstellung. Die Bereiche gleicher Standardabweichung sind von ca. -3σ in kalten Farben zu $+3\sigma$ in warmen Farben dargestellt.

Literaturverzeichnis

- [Agl96] M. Aglietta et al., INFN/AE-96/14 1996.
- [All75] O. C. Allkofer, Introduction to Cosmic Radiation, Verlag Karl Thiemig, München, 1975.
- [Bir93] D.J.Bird et al., Phys. Rev. Lett. 71, 1993, S.3401.
- [Bro73] G.Brooke, Protons and Pions. In: A.W.Wolfendale, Cosmic Rays at Ground Level, The Institute of Physics, ISBN 0-85498-025-3, 1973, S.57.
- [Com35] A.H. Compton, J.H.Getting, An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays, Phys. Rev., Vol.47, No.11, 1935, S.817.
- [Cos68] R.Coswik et al., Canadian J. Phys. 46,646, 1968.
- [Cow71] E.W.Cowan, K.Matthews, Phys. Rev. D, Vol 4, No. 1, 1971, S.37.
- [Dau98] K.Daumiller, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe, 1998.
- [Eng95] J. Engler, Nucl. Instr. and Meth., B100, 1983.
- [Eng96] J. Engler, Liquid Ionization Chambers at Room Temperatures, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 22, 1996, S.1.
- [Fab82] C.W.Fabian, Calorimetry In High-Energy-Physics, aus T. Ferbel (Editor), Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison-Wesley, 1985.
- [Fic79] R.K.Fickle, R.C.Lamb, Lett. al Nuovo Cimento, Vol. 25, No. 20, 1979, S.289.
- [Föll97] M.Föllner, Ankunftszeitverteilung von Myonen in Luftschauern als Parameter zur Massentrennung der primären Teilchen, Dissertation, Universität Heidelberg, 1997.
- [Gai90] T.K.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1990.
- [Gea93] CERN Application Software Group, Computing and Networks Division, GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf 1993.
- [Gre56] K.Greisen, Progr. Cosmic Ray Phys. 3, 3, 1956.
- [Hal96] D.L.Hall, M.L.Duldig, J.E.Humble, Analysis of Sidereal and Solar Anisotropies in Cosmic Rays, Space Sci. Rev., Vol78, Iss 3-4, 1996, S. 401.
- [Har83] T.Hara et al., Phys. Rev. Lett. 50, 1983, S.2058.
- [Hec98] D.Heck, J.Knapp, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Wissenschaftliche Berichte FZKA6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [Hoe94] J.R.Hörandel, Kalibration von TMS-Ionisationskammern mit Myonen der

- Höhenstrahlung und Messung des Myonenflusses, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1994.
- [Hoe96] J.R.Hörandel, Monitor-, Steuerungs- und Datennahme-Programm für das KASCADE-TMS-Kalorimeter, Interner Bericht 15.02.03-03, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996.
- [Hoe97] J.R.Hörandel, Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1997 und Wissenschaftliche Berichte FZKA6015, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997.
- [Kal95] N.N.Kalmykov, G.B. Khristiansen, Cosmic Rays of Superhigh and Ultrahigh Energies, J. Phys. G: Nucl. Phys. 21, 1995, S 1279.
- [Kle87] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Stuttgart, 1987.
- [Khr87] G.B.Khristiansen, Energy Spectrum, Chemical Composition, Anisotropy of Primary CR with $E \geq 10^{12}$ eV. 20th International Cosmic Ray Conference Moskau 1987, Rapporteur Talks, Vol.8, S. 54.
- [Lin98] A.Lindner, Astroteilchenphysik, Plenarvortrag DPG Frühjahrstagung, Freiburg, 1998.
- [Lee95] A.A.Lee, R.W.Clay, The anisotropy of EHE cosmic rays, J.Phys. G: Nucl. Phys. 21, 1995, S.1743.
- [Loc95] M.Locher, Untersuchung von Hadronschauern bis 10 TeV und Messung der Inelastizität in der hadronischen Wechselwirkung, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1995.
- [Lon92] M.S.Longair, High Energy Astrophysics, Volume 1, Cambridge University Press, 1992.
- [Lon94] M.S.Longair, High Energy Astrophysics, Volume 2, Cambridge University Press, 1994.
- [Mie93] H.-H.Mielke, Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1993.
- [Mie96] H.-H.Mielke, SHARK-Single Hadron Reconstruction for KASCADE, Interner Bericht 51.02.03-01, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996.
- [Mil98] J.-M.Milke, Untersuchung der longitudinalen und lateralen Entwicklung von Hadronschauern bis 10 TeV, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1998. Interner Bericht 51.02.03-04, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [Nag89] K.Nagashima et al., Galactic Cosmic Ray Anisotropy and its Modulation in the Heliomagnetosphere, Nuovo Cim., Vol.12C, N.6, 1989, S.695.
- [Par94] Particle Data Group, Phys. Rev., D50, 1173, 1994.

- [Rai97] U.Raidt, Dissertation, Universität Tübingen, 1997, Wissenschaftliche Berichte FZKA5917, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997.
- [Rex96] T.Rexin, Das Vorstromverhalten der TMS-Ionisationskammern und Erkennung von Myonen der kosmischen Strahlung im KASCADE Kalorimeter , Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1996.
- [Ruh96] W.Ruh, Verstärkertechnik und elektronische Kalibration des KASCADE Kalorimeters, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1996.
- [Sch91] G. Schatz, Leading Nucleons nach dem CKP-Modell, interner Bericht, Kernforschungszentrum, 1991.
- [Sch94] G. Schatz et al., Validity of superposition model for extensive air showers, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20, 1994, S.1267.
- [Sch98] G.Schatz et al., The KASCADE Experiment, Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.), 60B, 1998, S.151.
- [Sok89] P. Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Addison-Wesley Pub., 1989.
- [Sta95] T.Stanev, P.L.Biermann, Arrival Directions of the Most Energetic Cosmic Rays, Phys. Rev. Lett., Vol 75, No 17, 1995. S.3056.
- [Ung97] J.Unger, Messung der Energie- und Lateralverteilung der Hadronen im Kern ausgedehnter Luftschauber, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1997.
- [Wat90] A.A.Watson, In: M.Nagano, F.Takahara, ICRR Int. Symp.: Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, ICRR Int. Symposium, Kofu,1990.
- [Wef91] J.P.Wefel, The Composition of the Cosmic Rays: Un Update. In: M.M.Shapiro et al., Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium, NATO ASI Series C, 337,29, 1991.
- [Woc98] J.Wochele, private Mitteilung, 1998.
- [Wol73] A.W. Wolfendale, Cosmic Rays at Ground Level, Nucl. Phys. B (Proc. Supl.) 33A,B, S. 34-40, 1993.
- [Wol95] A.W. Wolfendale, Cosmic Rays of very High Energy, Nucl. Phys. B (Proc. Supl.) 39A, S. 251-254, 1995.
- [Yos95] S.Yoshida et al., Astroparticle Physics 3, 1995. S.105.