



KfK 5219
Februar 1994

Messung des Energiespektrums von Hadronen in der kosmischen Strahlung

H.-H. Mielke
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5219

**Messung des Energiespektrums von
Hadronen in der kosmischen
Strahlung**

Hans-Henning Mielke

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Im Rahmen des Luftschauserexperimentes KASCADE, wurde ein Prototyp des zentralen Hadronkalorimeters aufgebaut. Die Konstruktion und die Funktionsweise der verwendeten TMS-Flüssigkeitsionisationskammern sowie das Triggersystem werden detailliert beschrieben.

Mit dem Prototypkalorimeter wurden einzelne Hadronen der kosmischen Strahlung gemessen. Die Erkennung hadronischer Schauer im Kalorimeter und die Bestimmung der Teilchenenergie werden erläutert.

Aus etwa 50000 rekonstruierten Hadronen konnte das differentielle Flußspektrum einzelner Hadronen der kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen 3 GeV und 15 TeV und daraus der energieabhängige Verlauf des inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitts bestimmt werden.

Die Ergebnisse werden mit Resultaten früherer Experimente verglichen.

Abstract

Measurement of the energy spectrum of cosmic ray hadrons

In the course of the air shower experiment KASCADE a prototype of the central calorimeter was built. The construction of the TMS-ionization chambers and the trigger system are described in detail.

With the prototype calorimeter single cosmic ray hadrons were measured. The identification of hadronic showers in the calorimeter and the determination of the hadron energy are explained.

With about 50000 reconstructed single hadrons the differential energy spectrum in the energy range between 3 GeV and 15 TeV and the energy dependence of the inelastic proton-air cross section could be determined.

The results are compared with those of earlier experiments.

Inhaltsverzeichnis

Motivation	1
1 Grundlagen	3
1.1 Kosmische Strahlung	3
1.2 Ausgedehnte Luftschauber	7
1.2.1 Entstehung und Entwicklung ausgedehnter Luftschauber	7
1.2.2 Meßbare Parameter eines Luftschaubers und die daraus ableitbaren Informationen	8
1.3 Unbegleitete Hadronen	12
1.4 Kalorimetrie	13
1.4.1 Elektromagnetische Kalorimeter	13
1.4.2 Hadronische Kalorimeter	14
1.4.3 Energieauflösung von Kalorimetern	15
2 Das KASCADE-Experiment	17
3 Das Prototypkalorimeter	22
3.1 Mechanischer Aufbau	22
3.2 Die TMS-Flüssigkeitsionisationskammern	23
3.2.1 Mechanischer Aufbau	23
3.2.2 Funktionsweise einer Flüssigkeitsionisationskammer	24
3.2.3 Die Flüssigkeit Tetramethylsilan	27
3.2.4 Die Reinigung der Detektorkomponenten	28
3.2.5 Ausleseelektronik	30
3.2.6 Elektronische Kalibration und Rauschen der Detektoren	31
3.3 Das Triggersystem	32
3.3.1 Die Triggerzähler	32
3.3.2 Anforderungen an den Hadrontrigger	32

3.3.3	Triggerelektronik	34
3.3.4	Einmessen des Triggersystems	36
3.3.5	Akzeptanz des Triggersystems	38
3.3.6	Triggerraten	41
3.3.7	Erkennung koinzidenter Begleiteilchen mit dem Triggersystem	42
4	Datenanalyse und Ergebnisse	45
4.1	Analyse der Triggersignale	45
4.2	Aufbereitung der Kalorimeterdaten	46
4.3	Rekonstruktion von Hadronschauern im Prototypkalorimeter	47
4.3.1	Akzeptanz der Mustererkennung	51
4.3.2	Orts-, Winkel- und Energierekonstruktion als Test der Schauerrekonstruktion	54
4.4	Räumliche Trennung von Hadronen	56
4.4.1	Test der Trennung von Einzel- und Doppelhadronereignissen	58
4.5	Bestimmung der Primärenergie eines Hadrons	59
4.5.1	Gewichtete Energiesumme	60
4.5.2	Kovarianzmethode	63
4.5.3	Vergleich von Energiesumme und Kovarianzmethode	65
4.5.4	Berücksichtigung des Flußspektrums	68
4.6	Ergebnisse	73
4.6.1	Signalstabilität der Kammern	73
4.6.2	Das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen	74
4.6.3	Vergleich mit anderen Experimenten	74
4.6.4	Abschätzung des inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitts	79
5	Zusammenfassung und Ausblick	84
A	Kenndaten geeigneter Flüssigkeiten für Ionisationskammern	I
B	Schaltplan des Vorverstärkers	II
C	Schaltplan der Triggerlogik	III
D	Kenndaten der Triggerzähler	IV
E	Pion-zu-Nukleon-Verhältnis in der kosmischen Strahlung	V

F	Physikalische Kalibration der Detektorsignale	VI
G	Gemessene Hadronflüsse auf Meereshöhe	VIII
G.1	Prototypkalorimeter	VIII
G.2	Ashton und Saleh 1975	IX
G.3	Brooke und Wolfendale 1964	IX
G.4	Fickle und Lamb 1979	X
G.5	Diggory et al. 1974	X
G.6	Baruch et al. 1978	XI
G.7	Cowan und Matthews 1971	XI
	Literaturverzeichnis	XIII
	Abbildungsverzeichnis	XVII
	Tabellenverzeichnis	XIX

Motivation

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des KASCADE Luftschauerexperimentes, welches zur Zeit auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe aufgebaut wird [DOL90]. Das Akronym steht dabei für KARlsruhe Shower Core and Array DETector. Das wissenschaftliche Hauptziel von KASCADE besteht in der Untersuchung der Elementzusammensetzung der primären Komponente der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14} \text{eV} \leq E_0 \leq 10^{17} \text{eV}$, also im Bereich des "Knies" im Energiespektrum. Mit KASCADE soll darüber hinaus versucht werden, Kandidaten für Gamma-Punktquellen, wie zum Beispiel die Röntgenquelle Cygnus X-3, zu untersuchen.

Eine Komponente des KASCADE-Experimentes ist ein großes Kalorimeter zur Messung von Hadronen mit Energien im TeV Bereich, die im Zentrum von ausgedehnten Luftschauern auftreten. Dazu werden die Hadronen in einem großen Eisenblock vollständig absorbiert und die dissipierte Energie in acht Ebenen gemessen. Das Kalorimeter verwendet Ionisationskammern, die mit Tetramethylsilan (TMS), einem bei Raumtemperatur flüssigen Ionisationsmedium, gefüllt sind.

Um das Verhalten eines Kalorimeters bei Hadronenergien im Bereich von 1 - 10 TeV zu untersuchen, wurde in dieser Arbeit ein Prototyp des KASCADE-Kalorimeters sowie ein eigenständiges Triggersystem konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen, mit dem unbegleitete Hadronen aus der kosmischen Strahlung nachgewiesen werden.

Ziel dieser Arbeit war die kalorimetrische Messung des Energiespektrums unbegleiteter Hadronen. Durch den Vergleich mit existierenden Daten und Simulationen des Energiespektrums mit dem Luftschauer Monte-Carlo Code CORSIKA [CAP92] sollte damit untersucht werden, inwieweit das Verhalten des Kalorimeters bei hohen Teilchenenergien verstanden ist und gängige Simulationsprogramme wie z.B. GEANT [BRU84] anwendbar sind. Zur Überprüfung der gemessenen Absolutflüsse wurde aus diesen der energieabhängige Verlauf des inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitts berechnet und mit Ergebnissen anderer Experimente verglichen.

Für die Analyse der Daten wurden spezielle Spursuch- und Mustererkennungsalgorithmen entwickelt, deren Anwendbarkeit für die Analyse von Daten des KASCADE-Experiments ebenfalls diskutiert wird.

Kapitel 1 der Arbeit gibt eine kurze Einführung in die Physik der kosmischen Strahlung. Die Entstehung ausgedehnter Luftschauer und unbegleiteter Hadronen aus der kosmischen Strahlung wird dargestellt. Im Anschluß daran werden die grundlegenden Prinzipien der Kalorimetrie erläutert.

In Kapitel 2 werden die einzelnen Komponenten des KASCADE-Experimentes vorgestellt.

In Kapitel 3 werden das Prototypkalorimeter sowie der Aufbau und die Funktionsweise des Triggersystems und der verwendeten Ionisationskammern erklärt.

Kapitel 4 beschreibt die entwickelten Methoden zur Hadronschauererkennung und Energierekonstruktion sowie die zur Bestimmung des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen notwendigen Korrekturen. Die gewonnenen Ergebnisse werden dargestellt und ihre Bedeutung für das KASCADE-Experiment wird diskutiert.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Kosmische Strahlung

Die Erforschung der kosmischen Strahlung begann im Jahr 1912, als der österreichische Physiker Victor Hess während mehrerer Ballonflüge entdeckte, daß die Entladungsrate von Elektrometern in einer Höhe von ca. 1500m größer ist als auf Meeresniveau und mit zunehmender Höhe weiter ansteigt [HES12]. Er schloß aus seinen Messungen, daß ionisierende Strahlung mit großem Durchdringungsvermögen aus dem Weltraum auf die Erde auftritt. Aus der Unabhängigkeit seiner Messungen von Tag und Nacht folgerte er bereits, daß die Sonne nicht der Ursprung dieser Strahlung sein kann.

80 Jahre nach dieser Entdeckung weiß man, daß die kosmische Strahlung vorwiegend aus Protonen und schwereren, vollständig ionisierten Atomkernen besteht. Die Energien dieser Teilchen reichen von wenigen MeV bis zu 10^{14} MeV. Heute interessieren vor allem ihre Quellen, die Beschleunigungsmechanismen und die Wechselwirkungen, denen die Teilchen beim Durchqueren des galaktischen Raums unterliegen.

Da die Quellen und Beschleunigungsmechanismen einer direkten Untersuchung nicht zugänglich sind, versucht man indirekt über die Messung des Energiespektrums, der Elementzusammensetzung und der Isotropie bzw. Anisotropie der kosmischen Strahlung, Rückschlüsse auf die genannten Problemkreise zu ziehen.

Im folgenden werden der heutige Kenntnisstand und offene Probleme kurz dargestellt.

Isotropie

Die kosmische Strahlung ist in hohem Maße isotrop, ihre Anisotropie beträgt für Energien bis $E_0 \approx 10^{16}$ eV weniger als 0.1%, bei einer Energie von $E_0 \approx 10^{17}$ eV etwa 1% [HIL84]. Da die kosmische Strahlung zum überwiegenden Teil aus geladenen Teilchen besteht, die durch das galaktische Magnetfeld abgelenkt und zusätzlich in lokal auftretenden stark inhomogenen Magnetfeldern verwirbelt werden, läßt sich aus dieser Isotropie jedoch nicht darauf schließen, daß auch die Quellen isotrop verteilt sind.

Die Stärke der Magnetfelder liegt etwa in der Größenordnung von $1 - 3\mu\text{G}$ [SOK89]. Teilchen mit Energien von $E_0 < 10^{15}$ eV werden durch diese Magnetfelder in der Galaxie

gehalten. Aus der Häufigkeit des Vorkommens einiger Elemente (z.B. Lithium, Beryllium und Bor) in der kosmischen Strahlung kann man abschätzen, daß die durchschnittliche Verweilzeit von geladenen Teilchen in der Milchstraße etwa 10^6 Jahre [SOK89] beträgt.

Von besonderem Interesse sind daher ungeladene Teilchen wie Gammaquanten, die einen Rückschluß auf die Richtung ihrer Quelle erlauben. In den letzten Jahren wurde über die Entdeckung verschiedener Kandidaten für solche Gamma-Punktquellen im ultra-hochenergetischen Bereich (UHE-Bereich, d.h. $E_0 > 10^{14}$ eV) berichtet. Beispiele hierfür sind die Röntgenquellen Cygnus X-3 [SAM83, CAS89] und Herkules X-1 [BAL85]. Die hochenergetischen Gammaquanten entstehen wahrscheinlich aus dem Zerfall neutraler Pionen gemäß $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, die ihrerseits in Reaktionen wie z.B. $p + \text{Gas} \rightarrow \pi^0 + X$ entstehen. Das bedeutet, daß die Erzeugung hochenergetischer Gammaquanten mit dem Vorhandensein hochenergetischer geladener Teilchen in der Nähe der Punktquelle verbunden ist. Damit bietet die Suche nach Gamma-Punktquellen die Möglichkeit, Objekte als Quellen der geladenen kosmischen Strahlung zu identifizieren.

Energiespektrum

Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $E_0 \approx 10^{11}$ eV bis $E_0 \approx 10^{20}$ eV ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Um den Verlauf zu verdeutlichen, wurde die Ordinate mit $E^{2.5}$ multipliziert.

Das Energiespektrum unterteilt sich in zwei Bereiche und gehorcht in jedem dieser Bereiche einem Potenzgesetz der Form

$$dN/dE \propto E^{-\alpha}.$$

Für den Spektralindex α gilt bei Energien $E_0 \leq 3 \cdot 10^{15}$ eV $\alpha = 2.76 \pm 0.09$ [BUR90]. Für Energien von $E_0 > 3 \cdot 10^{15}$ eV ist das Energiespektrum steiler, und es gilt $\alpha \approx 3$ [SOK89].

Den Energiebereich, in dem die Änderung des Spektralindex stattfindet, bezeichnet man allgemein als "Knie". Die Ursache für das Auftreten dieses Knies ist noch unbekannt.

Eine mögliche Erklärung ist, daß sich durch eine Änderung im Beschleunigungsmechanismus der kosmischen Strahlung die Effizienz des Beschleunigungsprozesses verringert oder daß die kosmischen Objekte, durch die die Teilchen bis zu Energien oberhalb des Knies beschleunigt werden können, seltener werden.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit bietet das "Leaky-box"-Modell, nach dem eine Galaxie kein abgeschlossenes System ist. Teilchen können diese mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit verlassen, wenn sie in ihre Randbereiche gelangen. Da der Bahnradius für leichte Atomkerne im galaktischen Magnetfeld größer ist als der für schwere Kerne mit gleicher Energie, gelangen mit zunehmender Energie zuerst Protonen und Heliumkerne in die Randbereiche der Galaxie und verlassen diese daher auch als erste. Das Herauslaufen von Teilchen aus der Galaxis würde zu dem steileren Abfall des Energiespektrums führen und hätte im Energiebereich des Knies zudem eine Änderung der Elementzusammensetzung mit einer relativen Zunahme schwerer Kerne zur Folge.

Die genaue Kenntnis des Verlaufs des Energiespektrums ermöglicht es, Beschleunigungsmodelle zu prüfen. So wird heute allgemein angenommen, daß Pulsare und Schockfronten von Supernovaexplosionen Teilchen bis zu Energien von $E_0 \approx 10^{15}$ eV beschleunigen

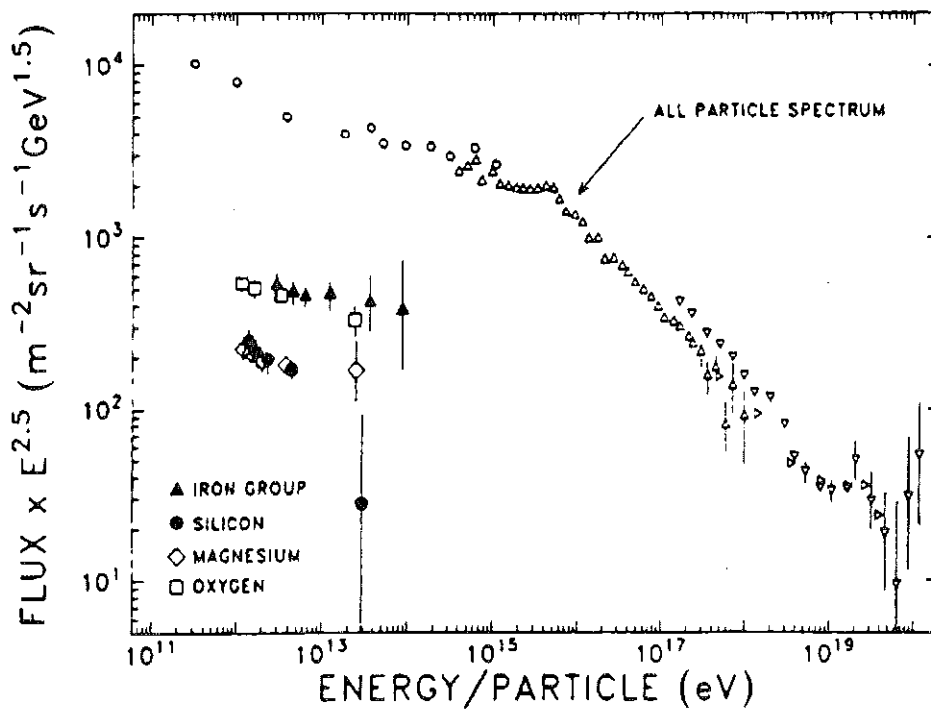


Abbildung 1.1: Differenzielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung (aus [MÜL91]).

können. Für Teilchenenergien von $E_0 > 10^{17}$ eV bis hin zu den bislang höchsten gemessenen Energien von $E_0 \approx 10^{20}$ eV sind die Mechanismen der Beschleunigung bisher unbekannt.

Aufgrund des bei hohen Energien stark abnehmenden Flusses ist der Verlauf des Energiespektrums für Teilchenenergien von $E_0 > 10^{19}$ eV nur ungenau vermessen. Von Interesse ist in diesem Energiebereich der "Greisen-cut-off", oberhalb dessen der Teilchenfluß nahezu verschwinden sollte. Nach Greisen und Zatsepin entsteht ein starker Abfall im Teilchenfluß durch die Wechselwirkung von Protonen mit den Photonen der 2.7K Hintergrundstrahlung. Dabei wird im Schwerpunktsystem die Energieschwelle für Pion-Photoproduktion überschritten. Dadurch wird das Universum für Protonen mit $E_0 > 10^{19}$ eV weniger durchsichtig. Zusammen mit Ergebnissen über die Elementzusammensetzung der Strahlung in diesem Energiebereich ermöglicht die Überprüfung des "Greisen-cut-offs" eine Abschätzung der Entfernung der Quellen und damit eine Entscheidung über den galaktischen oder extragalaktischen Ursprung der höchstenergetischen Anteile der kosmischen Strahlung [SOK89].

Elementzusammensetzung

Für niedrige Teilchenenergien ($E_{\text{Kern}} < 10^{11} \text{eV}$) sind die relativen Häufigkeiten der Elemente von Helium ($Z=2$) bis Nickel ($Z=28$) in der kosmischen Strahlung im Vergleich zur durchschnittlichen Häufigkeit im Sonnensystem in Abbildung 1.2 dargestellt.

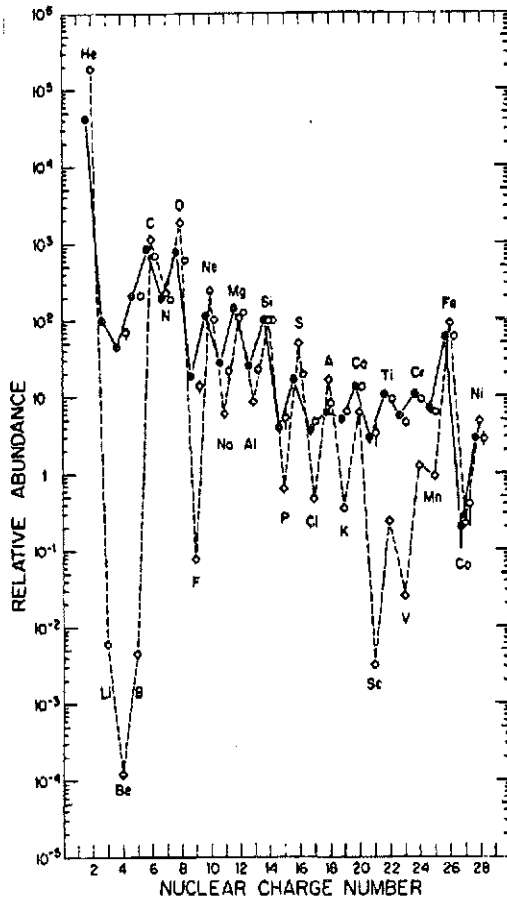


Abbildung 1.2: Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem. Die Häufigkeiten der Elemente sind auf die Häufigkeit von Silizium (=100) normiert. Die Rechtecke entlang der gestrichelten Linie geben die Werte für das Sonnensystem an. Die offenen bzw. vollen Kreise entlang der durchgezogenen Linie zeigen die Werte für die kosmische Strahlung bei 1000-2000 MeV/Nukleon bzw. 70-280 MeV/Nukleon (aus [SIM83]).

Folgende Punkte fallen, trotz der insgesamt guten Übereinstimmung, auf :

- Das Element Helium taucht in der kosmischen Strahlung etwa 5 mal seltener auf.
- Die leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor sind in der kosmischen Strahlung $10^4 - 10^6$ mal häufiger.
- Die Elemente von Scandium ($Z=21$) bis Mangan ($Z=25$) tauchen ebenfalls weit häufiger auf, während das direkt folgende Element Eisen ($Z=26$) in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem nahezu gleich häufig auftritt.

Die beiden letzten Punkte lassen sich dadurch erklären, daß die leichten Elemente von Lithium bis Bor, bzw. die fünf Elemente direkt vor dem Eisen nicht durch Nukleosynthese in den Sternen entstehen, sondern durch Spallation der in den Sternen erzeugten Elemente Kohlenstoff bzw. Eisen, wenn diese den galaktischen Raum durchqueren.

Bis zu Teilchenenergien von etwa 10^{14} eV ist der Fluß der kosmischen Strahlung so groß, daß ihre Elementzusammensetzung durch Experimente oberhalb der Atmosphäre in hochfliegenden Ballonen, dem Space-Shuttle oder Satelliten genau bestimmt werden kann. Das JACEE-Experiment ¹, das "Chicago-Egg" der Universität von Chicago sowie der HEAO-3-Satellit ² haben auf diese Weise direkte Messungen bis zu einer Primärenergie von $E_0 \approx 10^{14}$ eV durchgeführt.

Bei dieser Energie besteht die Primärkomponente der kosmischen Strahlung zu etwa 99% aus Atomkernen, welche sich im einzelnen aufteilen in Protonen (ca. 50%), Heliumkerne (ca. 25%), Kerne der sogenannten CNO-Gruppe (ca. 13%) und Eisenkerne (ca. 13%) [SOK89]. Elektronen machen lediglich einen Anteil von etwa 1%, Gammaquanten sogar nur ungefähr 0.1% aus.

Extrapolationen dieser Elementhäufigkeiten ergeben für den Energiebereich von $E_0 \approx 10^{15}$ eV ein Verhältnis von ca. 6 : 1 : 1.75 zwischen Protonen, der CNO-Gruppe und der Eisengruppe.

In diesen Energiebereichen ist der Teilchenfluß jedoch so klein, daß Experimente nicht mehr in Ballonen oder Satelliten durchgeführt werden können. Man untersucht daher die kosmische Strahlung bei diesen hohen Energien an der Erdoberfläche mit großen Detektorfeldern, sogenannten Detektorarrays. Mit diesen wird die Kaskade von Sekundärteilchen vermessen, die in den oberen Schichten der Atmosphäre ausgelöst wird und bei ausreichender Energie der Primärteilchen bis auf Meeresniveau herunterreicht.

1.2 Ausgedehnte Luftschauer

1.2.1 Entstehung und Entwicklung ausgedehnter Luftschauer

Trifft ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung beim Eindringen in die Erdatmosphäre auf einen Stickstoff- oder Sauerstoffkern, werden eine Vielzahl von Sekundärteilchen, hauptsächlich Mesonen (z.B. π^0 , π^\pm , K^0 , K^\pm) und Nukleonen, erzeugt. Das Primärteilchen verliert bei jedem Stoß im Mittel 50 % seiner Energie.

Aufgrund der großen Impulse bewegen sich die entstehenden Sekundärteilchen nahezu parallel zum Primärteilchen weiter; die Transversalimpulse liegen in der Größenordnung von nur $\langle p_\perp \rangle \approx 400 \frac{\text{MeV}}{c}$ und sind fast unabhängig von der Energie der Sekundärteilchen [SOK89].

Das Schicksal jedes Teilchens hängt von der Höhe ab, in der es entsteht, seiner Lebensdauer τ_0 im Ruhesystem, seinem inelastischen Wirkungsquerschnitt und seiner Energie E_{tot} . Diese Größen bestimmen, ob ein Sekundärteilchen im Mittel zwischen seinem Entstehungsort und der Erdoberfläche zerfällt oder lange genug lebt, um weitere Wechselwirkungen zu machen. Bei ausreichender Energie können sowohl das Primär- als auch die Sekundärteilchen in tieferen Luftschichten weitere Teilchengenerationen erzeugen und so eine Kaskade von Mesonen und Nukleonen generieren.

¹Japanese American Cooperative Emulsion Experiment

²High Energy Astronomy Observatory

Durch den Zerfall der Mesonen entsteht in der Kaskade eine große Zahl von Gammaquanten (z.B. aus $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ mit $\tau \approx 10^{-16}\text{s}$) und Myonen (z.B. aus $\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ mit $\tau \approx 2.6 \cdot 10^{-8}\text{s}$).

Die Gammaquanten erzeugen Elektron-Positron Paare, die ihrerseits durch Bremsstrahlung weitere hochenergetische Gammaquanten abstrahlen können. Die wiederholte Aufeinanderfolge dieser beiden Prozesse führt zur Ausbildung eines elektromagnetischen Subschauers, bis die durchschnittliche Energie der Elektronen und Positronen bzw. Gammaquanten unter die sogenannte kritische Energie E_{krit} ³ sinkt. In Luft beträgt ihr Wert $E_{krit} \approx 84\text{ MeV}$.

Aufgrund der höheren Ruhemasse ist die kritische Energie für Myonen etwa 40000 mal höher als für Elektronen. Das hat zur Folge, daß Myonen in Luft erst oberhalb von $E_\mu \approx 3.6\text{ TeV}$ einen nennenswerten Anteil ihrer Energie durch Bremsstrahlung verlieren. Unterhalb dieser Energieschwelle ist die Ionisation der dominierende Prozeß. Myonen sind daher in der Lage, große Teile der Atmosphäre zu durchdringen. Aufgrund ihrer Lebensdauer $\tau_{0\mu} \approx 2.2 \cdot 10^{-6}\text{s}$ zerfallen jedoch trotz großer Lorentzfaktoren etwa 50 % aller Myonen gemäß $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ bzw. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, bevor sie die Erdoberfläche erreichen können. Durch diese Zerfälle trägt die myonische Komponente des Luftschauers ebenfalls zur elektromagnetischen Komponente bei.

Alle Teilchen der Kaskade sind in einer schwach gewölbten Scheibe senkrecht zur Bewegungsrichtung des Primärteilchens konzentriert, die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegt. Die beschriebenen Vorgänge sind schematisch in Abbildung 1.3 dargestellt.

Oberhalb einer Primärenergie von $E_0 \approx 10^{14}\text{eV}$ durchdringt der Schauer die gesamte Atmosphäre und trifft auf einer Fläche von mehreren hundert Quadratmetern auf der Erde auf. Ein solcher *ausgedehnter Luftschauer* enthält hauptsächlich Elektronen und Gammaquanten. Wurde der Luftschauer von einem Hadron in der Erdatmosphäre ausgelöst, enthält er auch Myonen und Hadronen, ihre Zahl ist jedoch typischerweise um einen Faktor 100 bzw. 1000 kleiner. Wurde der Schauer von einem Gammaquant ausgelöst, fehlen diese beiden Teilchensorten fast vollständig.

1.2.2 Meßbare Parameter eines Luftschauers und die daraus ableitbaren Informationen

Welche Informationen man über die Art des Primärteilchens und seine Energie aus der Messung der drei Komponenten eines Luftschauers gewinnen kann, wird im folgenden kurz dargelegt.

³Die kritische Energie ist definiert als die Energie, unterhalb derer der Energieverlust durch Ionisation größer wird als der durch Bremsstrahlung.

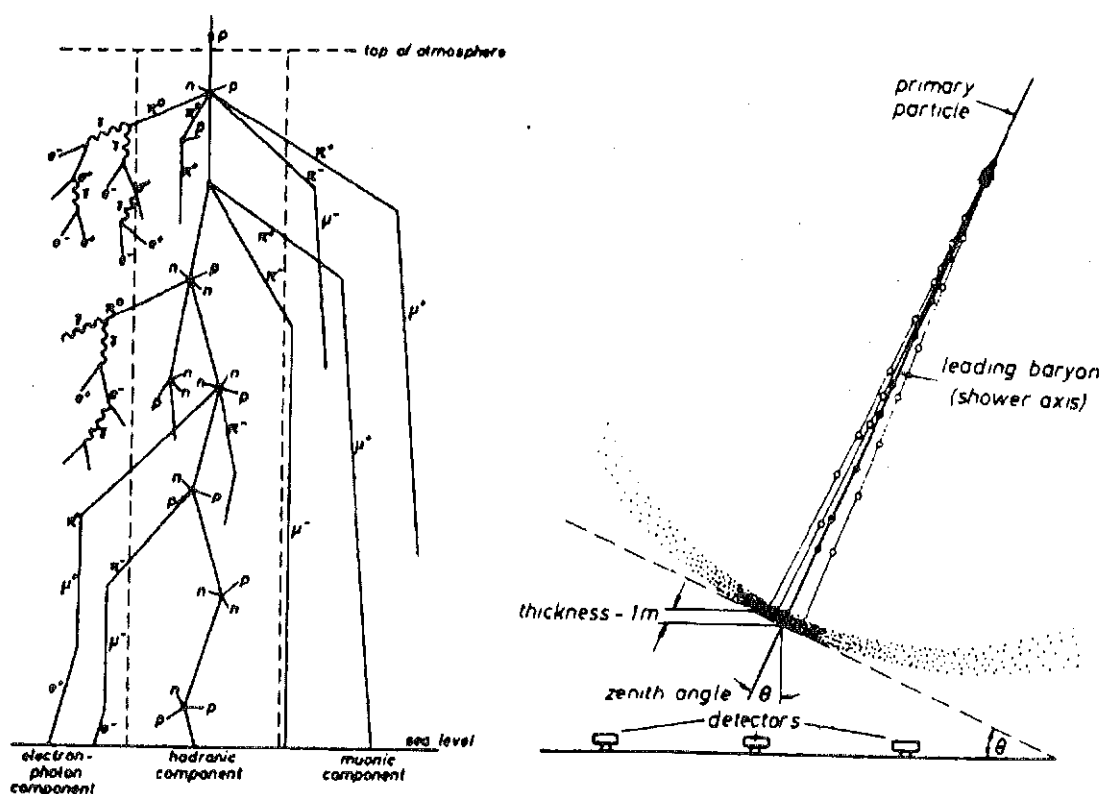


Abbildung 1.3: Schemadarstellung der Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre (links) und seines Auftreffens auf der Erdoberfläche (rechts) (aus [ALL75]).

Elektromagnetische Komponente

Durch das Čerenkov-Licht, welches von den Elektronen und Positronen in der Erdatmosphäre erzeugt wird, ist es im Prinzip möglich, die longitudinale Entwicklung des Luftschauers zu messen.

Die mit Teilchendetektoren am Erdboden meßbare elektromagnetische Komponente besteht hauptsächlich aus Elektronen und Gammaquanten, die erst relativ kurz über der Erdoberfläche erzeugt werden. Sie enthält daher keine Information über den Luftschauer zu Beginn seiner Entwicklung.

Für einen photoninduzierten Luftschauer besteht jedoch ein Zusammenhang zwischen der Anzahl der Teilchen im Schauer nach einer Absorberschicht der Dicke X und der Energie E_0 des primären Gammaquants [COC61].

Coulombstreuung der Elektronen führt zur lateralen Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers. Beim Auftreffen auf die Erdoberfläche hat er eine laterale Ausdehnung von ca. 80m, was etwa dem Wert des Molière-Radius⁴ für Elektronen in Luft entspricht. Die Teilchendichte als Funktion des Abstandes r von der Schauerachse wird durch die nach

⁴Der Molière-Radius gibt für Elektronen der kritischen Energie die mittlere, innerhalb einer Strahlungslänge durch Vielfachstreuung verursachte Ablenkung an.

Nishimura, Kamata und Greisen benannte NKG-Formel [GRE56] beschrieben.

In dem viel häufigeren Fall von *hadronisch induzierten* Luftschauern entstehen entlang des Weges der Schauerfront durch die Atmosphäre aufgrund des Zerfalls neutraler Pionen *voneinander unabhängige elektromagnetische Einzelschauer*. Die meßbare elektromagnetische Komponente eines solchen Luftschauers ist die Überlagerung aller Einzelschauer, von denen jeder auf dem Beobachtungsniveau einen unterschiedlichen Entwicklungsgrad hat. Daher ist bei hadronisch induzierten Luftschauern die Gesamtzahl der Elektronen auf dem Beobachtungsniveau weniger gut mit der Energie des Primärteilchens korreliert als bei photoninduzierten Luftschauern [WDO73].

In beiden Fällen ermöglicht die elektromagnetische Komponente jedoch aufgrund der großen Teilchenzahl (ca. 10^5 Teilchen auf Meereshöhe bei einem primären Gammaquant oder Proton von 10^{15}eV) eine genaue Rekonstruktion der Lage der Schauerachse und der Einfallsrichtung des Luftschauers.

Myonische Komponente

Zur Bestimmung der Art des Primärteilchens und zur indirekten Untersuchung der hadronischen Komponente kann die **myonische Komponente** verwendet werden : Luftschauer, die sehr wenige Myonen enthalten, deuten auf ein Gammaquant als Primärteilchen hin. Da Myonen aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnitts den Erdboden meist ohne weitere Wechselwirkung erreichen, bleibt in ihnen die Information über die longitudinale Schauerentwicklung in großen Höhen erhalten.

Besonders die hochenergetischen Myonen in der Nähe des Schauerkerns, die in einer frühen Entwicklungsphase des Luftschauers entstehen, ermöglichen eine Untersuchung der ersten, höchstenergetischen Wechselwirkungen in der Luftschauerentwicklung.

Die Gesamtzahl aller Myonen ist mit der Masse des kosmischen Primärteilchens korreliert. Luftschauer, die von einem Eisenkern ausgelöst werden, enthalten dabei mehr Myonen als solche von einem Proton gleicher Primärenergie. Dies wird mit dem Superpositionsprinzip erklärt, das annimmt, daß sich ein primärer Eisenkern in den ersten Wechselwirkungen in 56 einzelne Nukleonen von $E_{\text{Nukleon}} \approx \frac{1}{56} E_{\text{Fe}}$ zerlegt, von denen jedes einzelne einen separaten Hadronschauer in der Erdatmosphäre auslösen kann. Da die Anzahl der im Mittel erzeugten Sekundärteilchen nur logarithmisch mit der Energie des auslösenden Teilchens ansteigt, bedeutet dies, daß in einem eiseninduzierten Schauer mehr Teilchen erzeugt werden als in einem protoninduzierten Schauer gleicher Energie. Da die Eindringtiefe eines Schauers in ein Absorbermedium, in diesem Fall die Erdatmosphäre, logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens zunimmt, liegen die Schauermaxima der 56 Einzelschauer in größerer Höhe über dem Erdboden als das Schauermaximum des protoninduzierten Schauers. Dadurch zerfällt ein größerer Anteil der erzeugten Pionen in Myonen, bevor eine weitere inelastische Wechselwirkung auftritt.

Bei einer Primärenergie von 10^{15}eV erreichen etwa 10000 Myonen die Erdoberfläche. Da auch Myonen, die in großer Höhe entstehen, die Erdoberfläche erreichen können, hat die myonische Komponente die weiteste Ausdehnung (einige hundert Meter) um die Schauerachse.

Hadronische Komponente

Bei einem primären Proton von 10^{15} eV erreichen etwa 100 Hadronen die Erdoberfläche. Aufgrund der geringen Transversalimpulse der entstehenden Mesonen und Nukleonen konzentrieren sich diese in einem Radiusbereich von etwa 10 m um die Schauerachse [GAB92, ACT90]. Bei den auf dem Erdboden nachweisbaren Hadronen eines Luftschauers handelt es sich oberhalb einer Energieschwelle von $E_{Had.} \approx 10$ GeV hauptsächlich um geladene Pionen. Neutrale Pionen zerfallen aufgrund ihrer geringen Lebensdauer am Ort ihrer Entstehung. Niederenergetische Protonen werden innerhalb der Lufthülle absorbiert. Die meisten Neutronen haben deutlich geringere Energien als die angegebene Schwelle.

Der relative Anteil von Elektronen, Myonen und Hadronen an der Gesamtzahl aller in einem Luftschauer enthaltenen Teilchen wird entscheidend durch die erste Wechselwirkung des kosmischen Primärteilchens in der Erdatmosphäre beeinflusst und unterliegt damit großen Fluktuationen, je nachdem, ob in dieser ersten Wechselwirkung mehr neutrale oder geladene Mesonen entstehen und in welcher Tiefe in der Erdatmosphäre sie stattfindet. Es ist daher wichtig, möglichst alle drei beschriebenen Komponenten eines Luftschauers zu vermessen, um Fluktuationen in einer Komponente durch eine gegenläufige Fluktuation in einer oder sogar beiden der restlichen Komponenten erkennen zu können.

Die experimentell erfaßbaren Größen eines ausgedehnten Luftschauers sind :

- die Gesamtzahl der im Schauer gemessenen Elektronen, Gammaquanten, Myonen und Hadronen auf dem Beobachtungsniveau und ihre Lokalisation;
- die lateralen Verteilungsfunktionen, d.h. die Teilchendichten als Funktion des Abstandes von der Schauerachse für die einzelnen Teilchensorten. Durch die Messung der lateralen Verteilungsfunktionen ist es möglich, die Lage des Schauerzentrums zu bestimmen.
Aus Abweichungen von völlig symmetrischen Verteilungen lassen sich Rückschlüsse über hochenergetische Sekundärteilchen ziehen, die in den ersten Wechselwirkungen erzeugt wurden;
- die Einfallsrichtung des Schauers. Diese wird üblicherweise aus den Differenzen der Ankunftszeiten des Luftschauers in räumlich voneinander getrennten Detektoren bestimmt.
Die Einfallsrichtung und die Lage des Schauerzentrums definieren die Schauerachse, die mit der Flugrichtung des Primärteilchens identisch ist (siehe Abbildung 1.3);
- die Energie der nachgewiesenen Teilchen und damit die gesamte Energie des Luftschauers auf dem Beobachtungsniveau.

1.3 Unbegleitete Hadronen

Neben den Hadronen im Schauerkern eines ausgedehnten Luftschauers lassen sich auch Hadronen mit Energien bis zu mehreren TeV nachweisen, die von keinem weiteren Teilchen begleitet werden. Sie entstehen durch Fluktuationen in der Luftschauerentwicklung: Die Erdatmosphäre stellt für ein hadronisch wechselwirkendes Teilchen einen Absorber mit einer Dicke von ca. 10 nuklearen Wechselwirkungslängen λ_0 dar. Durchschnittlich macht ein Hadron innerhalb einer Wechselwirkungslänge einen inelastischen Stoß, bei dem Sekundärteilchen erzeugt werden und verliert dabei im Mittel etwa 50 % seiner Energie (Inelastizität ca. 0.5). Da das primäre Teilchen im Durchschnitt also die Hälfte seiner Energie behält, ist es normalerweise das höchstenergetische Sekundärteilchen und wird deshalb als "leading particle" bezeichnet. Nach etwa 10 Wechselwirkungen erreicht dieses leading particle die Erdoberfläche mit ungefähr einem Promille der Primärenergie.

Begleitet wird es von den Schauern, die die in den Stößen erzeugten Sekundärteilchen ihrerseits ausgelöst haben.

Mit einer sehr kleinen Wahrscheinlichkeit durchläuft ein primäres Hadron die Lufthülle mit einer geringeren Anzahl von Stößen, die zudem noch peripher sind, d.h. eine geringere Inelastizität haben [BRO73]. Durch diese Fluktuationen werden weniger Sekundärteilchen erzeugt, die aufgrund des höheren Energieanteils, den das primäre Teilchen mitnimmt, selber nicht genügend Energie haben, um die Erdoberfläche zu erreichen. Es bilden sich nur lokale Luftschauer aus, deren Sekundärteilchen in der Lufthülle absorbiert werden. Man weist dann auf der Erdoberfläche ein unbegleitetes Hadron nach.

Mit dem Simulationsprogramm CORSIKA [CAP92] wurde untersucht, welche Energien die Primärteilchen am Gipfel der Atmosphäre haben, die hauptsächlich zum Teilchenfluß der unbegleiteten Hadronen auf Meeresniveau beitragen. Es zeigt sich, daß dies Primärteilchen sind, deren Energie nur etwa 5 - 10 mal höher ist als die Energie der Hadronen, die die Erdoberfläche erreichen. Der Teilchenfluß der unbegleiteten Hadronen wird also hauptsächlich von relativ niederenergetischen Primärteilchen erzeugt [KNA93], die nur wenige Wechselwirkungen gemacht haben und mit einem relativ großen Anteil ihrer Primärenergie (ca. 10%) den Erdboden erreichen.

Die Ergebnisse der Simulationen werden durch analytische Rechnungen, bei denen die Inelastizität der hadronischen Wechselwirkungen gleichverteilt zwischen 0 und 1 angenommen wurde, bestätigt [SCH91]. Sie ergeben beispielsweise, daß die Wahrscheinlichkeit für niederenergetische Primärteilchen, mit 10 GeV Restenergie den Erdboden zu erreichen, deutlich kleiner ist als die Wahrscheinlichkeit, daß ein hochenergetisches primäres Hadron als unbegleitetes 10 GeV Hadron den Erdboden erreicht. Diese geringere Wahrscheinlichkeit wird jedoch durch den für niedere Teilchenenergien steil ansteigenden Teilchenfluß ausgeglichen.

Durch die geringe Zahl von Wechselwirkungen (typischerweise 3 - 5 [BRO73]) sind die unbegleiteten Hadronen enger mit dem kosmischen Primärteilchen korreliert als Hadronen im Kern eines ausgedehnten Luftschauers.

Rechnungen mit CORSIKA zeigen auch, daß es sich bei den unbegleiteten Hadronen hauptsächlich um Nukleonen handelt. Oberhalb einer Energie von 200 GeV treffen in zunehmendem Maße auch geladene Mesonen auf die Erdoberfläche [KNA93].

1.4 Kalorimetrie

Energien von Teilchen im GeV-Bereich und darüber werden häufig durch sogenannte Kalorimeter gemessen. Dabei werden die Teilchen in einem Block dichter Materie absorbiert. Im Absorber entsteht ein Teilchenschauer, in welchem sich die Primärenergie des Teilchens auf eine zunehmende Zahl von Schauerteilchen mit abnehmender Energie verteilt. Die Teilchen verlieren einen Teil ihrer Energie durch Erzeugung von Ionisationsladung, Szintillationslicht oder Čerenkovstrahlung, die durch geeignete Detektoren nachgewiesen werden können. Gegenüber Magnetspektrometern bieten Kalorimeter für die Energiemessung folgende Vorteile [FAB82] :

- Die Energiebestimmung wird mit zunehmender Teilchenenergie genauer.
- Kalorimeter ermöglichen die Energiemessung geladener und neutraler Teilchen.
- Die Größe von Kalorimetern steigt nur logarithmisch mit der Teilchenenergie an.
- Unterschiede im Kalorimetersignal für verschiedene Teilchensorten können zur Teilchenidentifikation benutzt werden.

Je nach der Art der Teilchen, für deren Energiemessung der Detektor optimiert ist, unterscheidet man elektromagnetische und hadronische Kalorimeter.

Beide Gruppen unterteilen sich weiter in homogene Kalorimeter und Sampling-Kalorimeter. Bei einem homogenen Kalorimeter sind das passive Absorbermaterial, in dem sich der Teilchenschauer ausbildet und das Material, in dem das Signal der Schauerteilchen erzeugt und gemessen wird, identisch. Da im gesamten Absorbermaterial meßbare Signale erzeugt werden, zeichnen sich homogene Kalorimeter durch sehr gute Energieauflösungen aus.

Bei einem Sampling-Kalorimeter sind zwischen Lagen aus inaktivem Absorbermaterial aktive Lagen eingefügt, die das Signal der Schauerteilchen stichprobenartig messen. Sampling-Kalorimeter ermöglichen durch die Trennung von passivem und aktivem Material eine gezielte Optimierung des Detektorsystems für spezielle Anwendungen, insbesondere bei hohen Teilchenenergien. Der Nachteil von Sampling-Kalorimetern liegt in der schlechteren Energieauflösung.

1.4.1 Elektromagnetische Kalorimeter

In elektromagnetischen Kalorimetern erfolgt die Schauerentwicklung durch die wiederholte Aufeinanderfolge von Paarerzeugung und Bremsstrahlung. Beide Prozesse werden durch die Theorie der Quantenelektrodynamik gut beschrieben. Als Skala für die longitudinale Schauerentwicklung dient die Strahlungslänge X_0 . Pro Strahlungslänge verdoppelt sich die Teilchenzahl im Schauer. Das Schauermaximum wird nach einer Absorberschicht

$$t_{max.} [X_0] \approx \ln(E_0/E_{krit.}) - \alpha \quad (1.1)$$

erreicht. Für Elektronen gilt $\alpha = 1.1$, für Gammaquanten $\alpha = 0.3$ [KLE87].

Nach Überschreiten des Schauersmaximums nimmt die Zahl der Schauerteilchen mit einer für das Absorbermaterial charakteristischen Absorptionslänge λ ab. Die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird durch folgende Parametrisierung beschrieben [LON75] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot c \cdot t^\alpha \cdot e^{-\beta \cdot t} \quad (1.2)$$

Dabei gibt t die Schichtdicke in Einheiten der Strahlungslänge an; c , α und β sind energieabhängige Konstanten. Die Zunahme der Teilchenzahl und damit die Zunahme des meßbaren Signals wird durch den potentiellen, die Abnahme der Teilchenzahl nach Überschreiten des Schauersmaximums durch den exponentiellen Term beschrieben.

Um einen elektromagnetischen Schauer in seiner longitudinalen Entwicklung zu 95 % im Kalorimeter einzuschließen, muß der Absorber eine Tiefe von

$$T_{95\%} [X_0] \approx t_{max} + 0.08 \cdot Z + 9.6 \quad (1.3)$$

haben [FAB82]. Z ist die Kernladungszahl des Absorbermaterials.

Vielfachstreuung niederenergetischer Schauerelektronen bestimmt die laterale Ausdehnung des Schauers. Innerhalb eines Radius von

$$R_{95\%} \approx 2 \cdot \rho_{\text{Molière}} \approx 14 \cdot A/Z [g \cdot cm^{-2}] \quad (1.4)$$

sind 95 % der Schauerenergie enthalten [FAB82].

1.4.2 Hadronische Kalorimeter

Bei einem hadronischen Schauer entsteht im Absorbermaterial eine Meson-Nukleon Kaskade. Die longitudinale Entwicklung skaliert mit der nuklearen Wechselwirkungslänge λ_0 , die gemäß

$$\lambda_0 = \frac{A}{\sigma_i \cdot N_0 \cdot \rho} \quad ; \quad N_0 = \text{Avogadro-Konstante} \quad (1.5)$$

mit dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_i , der Molmasse A und der Dichte ρ des Absorbermaterials zusammenhängt. Für die Tiefe des Schauersmaximums sowie die longitudinale bzw. laterale Ausdehnung, die benötigt wird, um einen 95 %-igen Energieeinschluß zu erreichen, lassen sich Näherungsformeln angeben, die durch Anpassung an experimentelle Daten ermittelt wurden [FAB85] : ⁵.

$$t_{max} [\lambda_0] \approx 0.2 \cdot \ln(E_0) [GeV] + 0.7 \quad (1.6)$$

$$T_{95\%} [\lambda_0] \approx t_{max} + 2.5 \cdot \lambda_{att} \quad \text{mit} \quad \lambda_{att} \approx \lambda \cdot E [GeV]^{0.13} \quad (1.7)$$

$$R_{95\%} \approx \lambda_0 \quad (1.8)$$

⁵Man beachte dabei, daß die angegebenen Parametrisierungen durch Anpassung an Meßdaten im Bereich von etwa 100 GeV gewonnen wurden und für deutlich höhere Energien als einige 100 GeV nicht passen müssen.

1.4.3 Energieauflösung von Kalorimetern

Homogene Kalorimeter

Durch die mit zunehmender Energie des Primärteilchens steigende Zahl von Schauerteilchen verringert sich die relative Unsicherheit der Energiemessung wie der relative Fehler der Zahl der Schauerteilchen :

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{\sigma_N}{N} \propto \frac{\sqrt{N}}{N} \Rightarrow \quad (1.9)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (1.10)$$

Die bestmögliche erreichbare Energieauflösung eines homogenen Kalorimeters, d.h. der minimale Wert der Konstanten c , wird durch die statistischen Fluktuationen in der Zahl der Schauerteilchen limitiert. Die daraus resultierenden Signalschwankungen bezeichnet man als *intrinsische Fluktuationen*. Für elektromagnetische Schauer sind diese Fluktuationen sehr klein ($c \approx 0.005$ [FAB82]). Sie werden meist durch instrumentelle Effekte überdeckt.

Während bei elektromagnetischen Schauern nahezu die gesamte Energie in ein nachweisbares Signal umgesetzt wird, ist in einem hadronischen Schauer ein Teil der Energie grundsätzlich nicht nachweisbar:

- Ein Teil der Energie geht durch die beim Aufbrechen von Kernen aufzubringende Bindungsenergie verloren. Diese stellt im Gegensatz zu elektronischen Bindungsenergien in Atomen einen nicht mehr zu vernachlässigenden Bruchteil der Gesamtenergie dar.
- Aufgrund der Erzeugung durchdringender Teilchensorten wie Myonen oder Neutrinos verläßt ein Teil der Energie das Kalorimetervolumen.
- Stark ionisierende Kernfragmente verbleiben zwar innerhalb des Kalorimeters, sind aber nur zum Teil nachweisbar.

Der Anteil nicht nachweisbarer Energie ist großen Schwankungen unterworfen. Er liegt im Mittel bei etwa 25 %.

Zusätzlich entstehen in einem hadronischen Schauer durch den Zerfall neutraler Pionen elektromagnetische Teilschauer. Da hadronische Kalorimeter im allgemeinen nicht kompensierend sind, d.h. das Kalorimetersignal für Elektronen und Hadronen gleicher Energie unterschiedlich groß ist (e/h typischerweise ≈ 1.4), schwankt das in einem Hadronschauer meßbare Signal zusätzlich aufgrund der Schwankungen in der Anzahl der erzeugten neutralen Pionen. Die intrinsischen Fluktuationen sind daher bei hadronischen Schauern viel größer als bei elektromagnetischen. Die Konstante c in Gleichung 1.10 nimmt Werte zwischen 0.2 und 0.5 [FAB82] an.

Sampling-Kalorimeter

In einem Sampling-Kalorimeter schwankt das meßbare Signal zusätzlich aufgrund der statistischen Fluktuationen in der Zahl der Teilchen, die in den aktiven Detektorlagen ein Signal erzeugen.

Für elektromagnetische Kalorimeter lassen sich diese Sampling-Fluktuationen durch

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Sampl.}} = C \cdot \sqrt{\frac{\Delta E(\text{MeV})}{E_0(\text{GeV})}} \quad C = 0.032 \quad [\text{FAB82}] \quad (1.11)$$

beschreiben. ΔE gibt dabei den Energieverlust eines einzelnen minimal ionisierenden Teilchens in einer Samplinglage an.

Für hadronische Kalorimeter lassen sich die Sampling-Fluktuationen ebenfalls durch Gleichung 1.11 beschreiben. Sie sind größer als in einem elektromagnetischen Kalorimeter, der Wert der Konstanten C beträgt bei äquidistanten Abständen der aktiven Detektorlagen etwa 0.09 [FAB85]. Sowohl für elektromagnetische als auch für hadronische Kalorimeter ergibt sich die Gesamtenergieauflösung aus der quadratischen Addition von intrinsischen Fluktuationen und Sampling-Fluktuationen :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{tot.}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{intr.}}^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Sampl.}}^2} \quad (1.12)$$

Durch unvollständigen Einschluß der Teilchenschauer verschlechtert sich die Energieauflösung von Kalorimetern zusätzlich ("Leakage-Verluste"). Dabei wirkt sich ein unvollständiger Schauereinschluß in longitudinaler Richtung stärker aus als transversale Energieverluste. Für elektromagnetische bzw. hadronische Kalorimeter wird der Einfluß longitudinaler Energieverluste durch folgende Parametrisierungen beschrieben [FAB85] :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{tot.}}^{f \neq 0} = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{tot.}}^{f=0} \times \left[1 + 2 \cdot \sqrt{E(\text{GeV}) \times f}\right] \quad \text{für Elektronen,} \quad (1.13)$$

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{tot.}}^{f \neq 0} = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{tot.}}^{f=0} \times [1 + 4 \times f] \quad \text{für Hadronen} \quad (1.14)$$

Die Größe f beschreibt dabei den prozentualen Anteil der Energie, die aus dem Kalorimetervolumen herausleckt.

Kapitel 2

Das KASCADE-Experiment

Die Auslegung des KASCADE-Experimentes [DOL90] zur Messung ausgedehnter Luftschauer ist in Abbildung 2.1 skizziert.

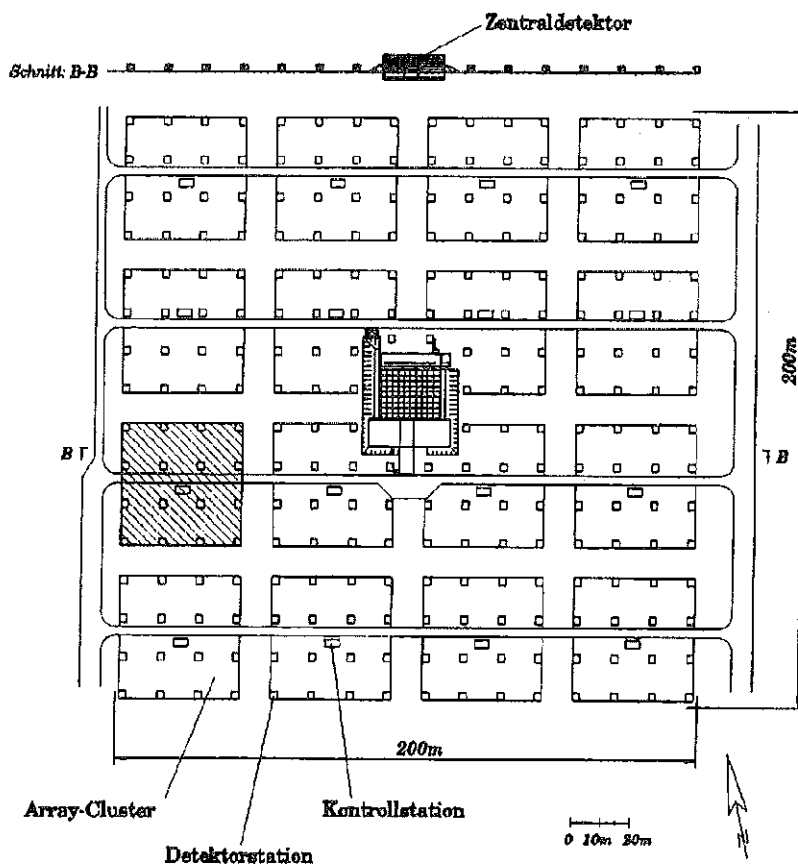


Abbildung 2.1: Auslegung des KASCADE-Experimentes.

Orientiert am Erscheinungsbild ausgedehnter Luftschauer besteht KASCADE aus einem Detektorarray zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente und einem Kalorimeter in der Mitte des Arrays zur Messung hochenergetischer Hadronen und Myonen im Schauerkern.

Das KASCADE-Experiment zeichnet sich gegenüber vergleichbaren Experimenten durch das Hadronkalorimeter und die mit 2 % für Luftschauerexperimente hohe Flächenbelegung des Arrays sowohl mit Elektron-Gamma- als auch mit Myondetektoren aus. KASCADE ermöglicht die gleichzeitige Messung aller drei Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers mit einer Genauigkeit der Meßgrößen, die hauptsächlich durch die intrinsischen Fluktuationen der individuellen Schauerentwicklung begrenzt wird und nicht mehr durch eine zu geringe Flächenbelegung des Experimentes mit Detektoren.

Das Detektorarray und das Zentralkalorimeter werden in den folgenden Abschnitten im einzelnen beschrieben. Die wichtigsten Kenngrößen des KASCADE-Experimentes sind am Ende dieses Kapitels tabellarisch zusammengefaßt.

Das Detektorarray

Im Detektorarray sind 252 einzelne Detektorstationen auf einem rechtwinkligen Gitter angeordnet. Das Array hat die Aufgabe, in jedem Schauer die Teilchenzahlen und die Lateralverteilungen der elektromagnetischen und myonischen Komponente sowie die Ankunftszeiten der Teilchen zu vermessen. Die Lateralverteilung der Elektronen und Gammaquanten dient zur Bestimmung der Lage des Schauerzentrums, die Einfallrichtung des Luftschauers wird aus den unterschiedlichen Auftreffzeiten der Schauerfront auf die einzelnen Detektoren gewonnen.

Abbildung 2.2 zeigt eine der Detektorstationen im Querschnitt. Vier kegelförmige Detektoren mit einer Grundfläche von je 1m Durchmesser sind in einer Station zusammengefaßt. Sie dienen zum Nachweis der Elektronen und Gammaquanten mittels einer 4cm dicken Schicht aus Flüssigszintillator, die sich in dem als Wanne ausgebildeten Boden des Kegels befindet. Das entstehende Szintillationslicht wird mit einem Photomultiplier an der Spitze des Detektors nachgewiesen. Um die Zeit- und damit die Winkelauflösung des Arrays zu verbessern, ist die Mantelfläche jedes Kegels mit einer 5mm dicken Bleischicht belegt [MAY90]. Photonen oberhalb der kritischen Energie, die in ihren Ankunftszeiten nur geringfügig streuen, tragen dadurch stärker zum Signal bei, indem ein Teil dieser Photonen in dieser Bleischicht in Elektron-Positron-Paare konvertiert, die im Szintillator nachgewiesen werden. Niederenergetische Elektronen, die durch Vielfachstreuung stärker in ihren Ankunftszeiten streuen, werden dagegen durch die Bleischicht etwas abgeschirmt. Eine detaillierte Beschreibung des Detektorkonzeptes findet man in der Dissertation von G. Völker [VÖL92].

Unter den Elektron-Gamma-Detektoren befindet sich eine Absorberlage mit einer Dicke von 20 Strahlungslängen aus 10cm Blei und 4cm Eisen. Sie hat die Aufgabe, die darunter liegenden Myondetektoren gegen die elektromagnetische Komponente abzuschirmen. Der Myondetektor ist in Abbildung 2.2 (unten) dargestellt. Er besteht aus vier Plastikszintillatoren, bei denen das Szintillationslicht an jeder Kante durch wellenlängenschiebende Stäbe erfaßt und mit 4 Photomultipliern nachgewiesen wird. Durch die darüberliegende

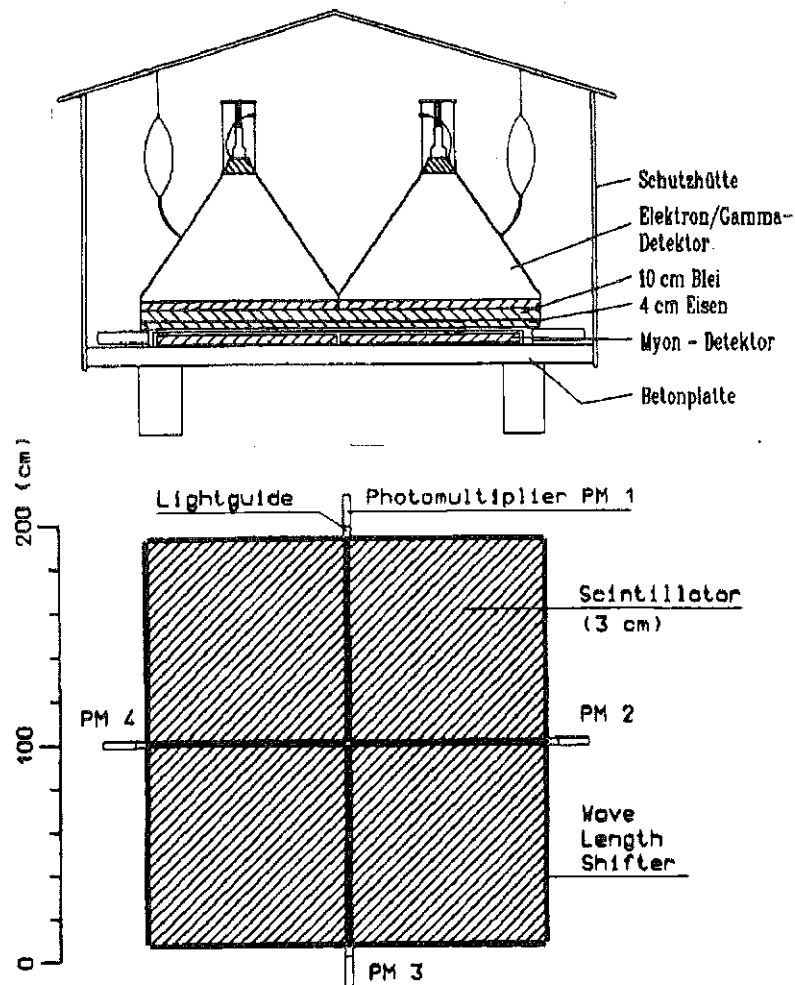


Abbildung 2.2: KASCADE Arraydetektor im Querschnitt und Aufsicht auf einen Myondetektor (aus [VÖL92, DOL90]).

Absorberlage werden nur Myonen mit einer Energie $E_\mu > 300$ MeV nachgewiesen [DOL90]. Eine genaue Beschreibung dieses Detektors wird in [DOL90] gegeben. Monte-Carlo Studien [MAY92] haben gezeigt, mit welchen Genauigkeiten es möglich sein wird, die für einen Luftschauer charakteristischen Größen wie z.B. Elektronen- bzw. Myonzahl oder den Einfallswinkel zu bestimmen. Die genauen Werte sind zusammen mit weiteren Kenngrößen des Experimentes in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Der Zentraldetektor

Die zweite Komponente des KASCADE-Experimentes ist der Zentraldetektor in der Mitte des Arrays. Abbildung 2.3 zeigt ihn im Querschnitt.

Er besteht aus einem Sampling-Kalorimeter, mit welchem die Anzahl der Hadronen im Schauerkern sowie deren Energie gemessen werden sollen. Die untere Energieschwelle des Zentralkalorimeters für den Nachweis eines Hadrons liegt bei $E_{Had.} \approx 10$ GeV.

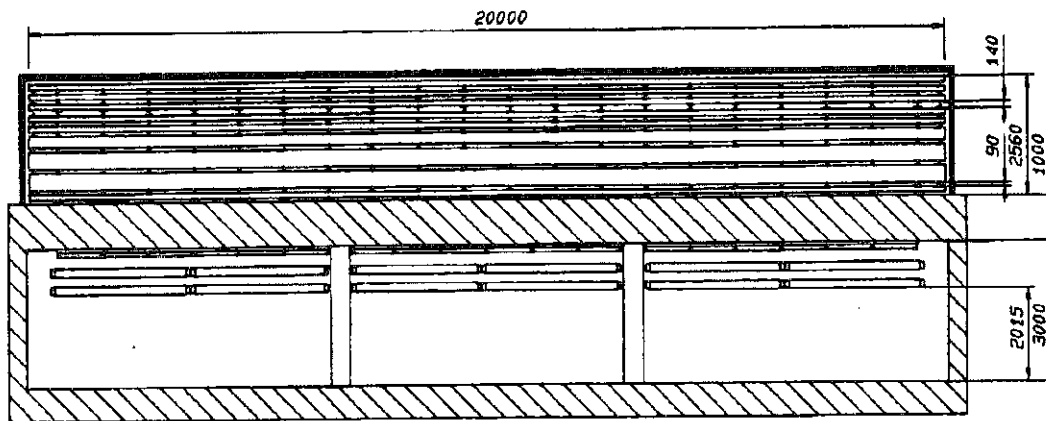


Abbildung 2.3: Querschnitt durch den Zentralkalorimeter.

Unterhalb des Absorbers befinden sich Vieldrahtproportionalkammern zum Nachweis hochenergetischer Myonen in der Nähe des Schauerzentrums. Durch den darüberliegenden Absorber sind diese Myondetektoren gegen Myonen mit $E_\mu \leq 2 \text{ GeV}$ abgeschirmt.

Die Fläche des Zentralkalorimeters von $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ entspricht etwa der Ausdehnung des hadronischen Schauerkerns eines ausgedehnten Luftschauers. Der passive Absorber besteht aus mehreren Lagen Eisen, lediglich die unterste Lage, die gleichzeitig die Decke des Fundamentkellers darstellt, ist teilweise aus Beton. Die Dicke der Absorberlagen nimmt von oben nach unten zu, die Gesamtdicke beträgt etwa 11 nukleare Wechselwirkungslängen λ_0 . Damit besitzt das Kalorimeter eine ausreichende Dicke, um Hadronen von mehreren TeV Energie vollständig zu absorbieren. Zur Unterdrückung der elektromagnetischen Komponente befindet sich auf der Oberfläche des Zentralkalorimeters eine 5 cm ($= 9X_0$) dicke Bleilage.

Zwischen den Absorberschichten kommen in 8 Detektorebenen etwa 10000 Flüssigkeitsionisationskammern mit zusammen 40000 elektronischen Kanälen zum Einsatz. Als Ionisationsflüssigkeit befinden sich in jedem Detektor etwa 1.7 Liter Tetramethylsilan. Die Verwendung dieser Ionisationsflüssigkeit stellt eine neuartige Technik dar und ist eine Alternative zu herkömmlichen Kalorimetern mit flüssigem Argon. Das KASCADE-Zentralkalorimeter und das im Rahmen dieser Arbeit gebaute Prototypkalorimeter sind die ersten großen Detektoren dieser Art.

Das Detektorkonzept und die Funktionsweise der verwendeten Ionisationskammern sowie die Vorteile und Schwierigkeiten bei der Benutzung von Tetramethylsilan als Ionisationsmedium werden in Abschnitt 3.2 beschrieben.

Flüssigkeitsionisationskammern bieten für ein Kalorimeter dieser Größe und den sehr großen Energiebereich der nachzuweisenden Hadronen folgende Vorteile :

- Sie zeichnen sich durch einen großen dynamischen Bereich aus, der es ermöglicht, sowohl einzelne minimal ionisierende Teilchen, z.B. Myonen, als auch hohe Teilchendichten in der Nähe des Kerns eines Luftschauers zu messen, ohne daß die Detektoren Sättigungserscheinungen zeigen.

- Das Signal eines Teilchens im Detektor ist unabhängig von seinem Durchgangspunkt, wohingegen bei anderen Detektortypen (z.B. Szintillationszählern) ortsabhängige Geometrieeffekte zu beachten sind.
- Jeder Kanal ist durch Einkoppeln einer Testladung elektronisch kalibrierbar. Die physikalische Kalibration, also die Umrechnung von gemessener Ladung in deponierte Energie, ist bei Kenntnis der Lebensdauer der erzeugten Ionisationselektronen in der Flüssigkeit (siehe dazu Abschnitt 3.2) möglich. Die Lebensdauer ist für jeden Detektor unabhängig bestimmbar, so daß die Flüssigkeitsionisationskammern **absolut kalibrierbar** sind.

Als Triggerelemente werden in der dritten Lage des Zentraldetektors Plastikszintillatoren verwendet, die etwa 63 % seiner Fläche abdecken. Sie sollen vom Detektorarray unabhängige Triggersignale für das Zentralkalorimeter und die Myonkammern liefern und die Ankunftszeiten von Hadronen und Myonen im Zentraldetektor messen. Durch die darüberliegende Absorberschicht von etwa $30X_0$ Dicke ist das Triggersystem gegen die elektromagnetische Komponente der Luftschauer abgeschirmt, die bei einer Primärenergie von z.B. $E_0 \approx 10^{16}$ eV hauptsächlich aus Teilchen mit weniger als 1 GeV Energie besteht [GLA92].

KASCADE-Experiment KfK-Karlsruhe (49°N 8°O ; 110m ü. N. N.)
Detektorarray : (200 · 200m ²)
Flächenbelegung ca. 2%
252 Detektorstationen mit zusammen :
ca. 815m ² Myondetektoren für $E_\mu > 300$ MeV
ca. 790m ² Elektron-Gammadetektoren
$\frac{\sigma(N_e)}{N_e} < 10\%$; $\frac{\sigma(N_\mu)}{N_\mu} \approx 20\%$; $\sigma(\varphi) < 0.6^\circ$ [MAY92]
Zentraldetektor :
Hadronkalorimeter 16 · 20m ² Eisenabsorber mit etwa $11\lambda_0$ Dicke
ca. 10000 Flüssigkeitsionisationskammern = 40000 elektronische Kanäle
Nachweisschwelle für Hadronen bei $E_{Had.} \approx 10$ GeV
$\frac{\sigma(E)}{E} < 35\%$ für $E_{Had.} \geq 100$ GeV [DOL90]
Ortsauflösung $\sigma(x) < 6$ cm für $E_{Had.} > 100$ GeV
Myonkammern 300m ² Vieldrahtproportionalkammern mit
ca. 2cm Ortsauflösung für den Nachweis von Myonen mit $E_\mu > 2$ GeV
Trigger Ebene aus 228 Szintillationszählern von je 1m ² Fläche mit einer Flächenbelegung von ca. 63% , Zeitauflösung $\sigma(t) < 5$ ns

Tabelle 2.1: Kenngrößen des KASCADE-Experimentes.

Kapitel 3

Das Prototypkalorimeter

3.1 Mechanischer Aufbau

Das Kalorimeter entspricht im Aufbau so weit wie möglich dem KASCADE-Kalorimeter. Die Anordnung der Absorberplatten und der Ionisationskammern ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Ebenfalls gezeigt sind die Triggerzähler in der zweiten Ebene. Die Fläche des Absorbers beträgt $3.2 \cdot 4 \text{ m}^2$, das entspricht 4 % der Fläche des Zentraldetektors. In sieben Ebenen sind jeweils 6 m^2 mit Ionisationskammern bestückt. Die gesamte Anordnung wurde in der Experimentierhalle des Instituts aufgebaut. Zwei Unterschiede zum

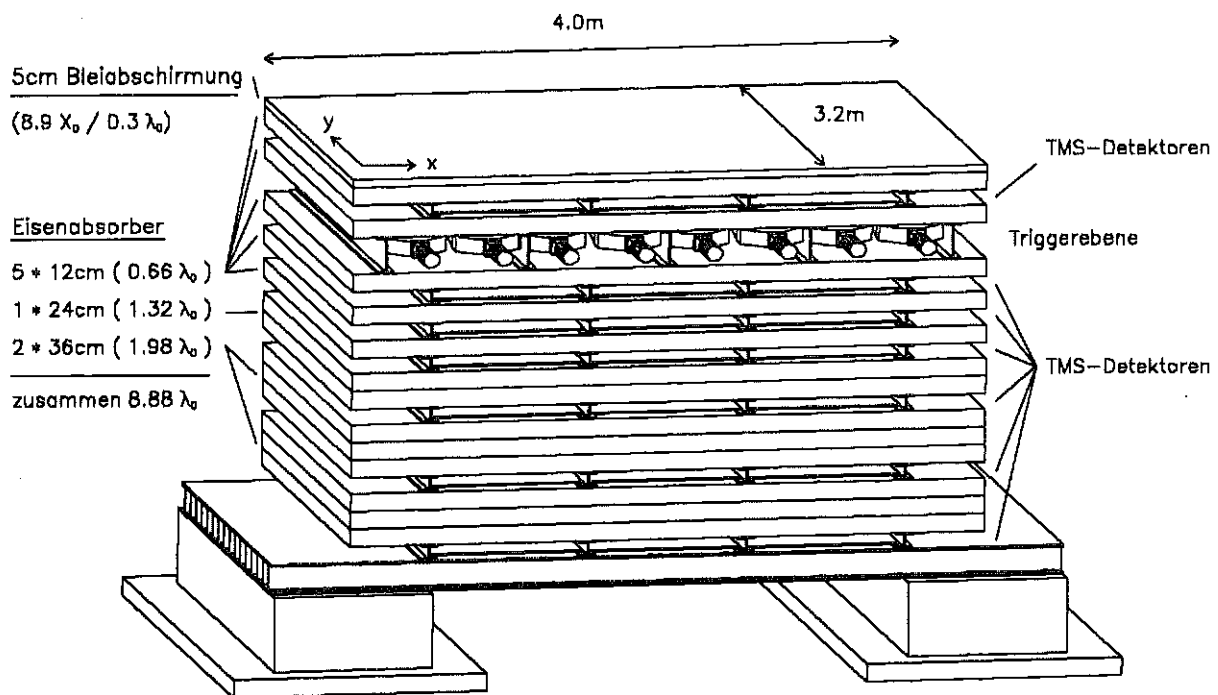


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des KASCADE-Prototypkalorimeters.

großen KASCADE-Kalorimeter ergeben sich aus den unterschiedlichen physikalischen Zielsetzungen der beiden Detektoren :

- Beim Prototyp wurde auf die unterste Absorberlage aus 12cm Eisen und 70cm Beton (zusammen $\approx 2.5\lambda_0$) verzichtet, so daß die Gesamtdicke des Absorbers $8.8\lambda_0$ gegenüber $11.4\lambda_0$ beim Zentraldetektor beträgt.

Die unterste Absorberlage ist im Zentraldetektor notwendig, um im Schauerkernel auftretende Hadronen mit Energien bis zu $E_{Had.} \approx 10$ TeV untersuchen zu können, von denen man etwa 4-8 pro Tag im Zentraldetektor erwartet.

Für das Prototypkalorimeter ist jedoch der dünnere Absorber ausreichend, da infolge seiner kleineren Fläche so hohe Energien praktisch nicht auftreten. Simulationen zeigen, daß mit dem Prototypkalorimeter Hadronen mit Energien bis zu 5 TeV gemessen werden können, ohne daß bei zentralem, senkrechtem Einfall im Mittel mehr als 0.2 % der Primärenergie des Hadrons das Kalorimeter wieder verlassen.

- Die Triggerebene liegt im Prototypkalorimeter in der zweiten Detektorlage und nicht in der dritten. Da die Energien der zu messenden Hadronen kleiner sind als im Zentraldetektor, wird das Maximum der von ihnen ausgelösten Hadronkaskade nach einer geringeren Absorberdicke erreicht und liegt beim Prototypkalorimeter etwa dort, wo das Triggersystem eingebaut ist. Dadurch wird durch ein aufschauernes Hadron im Trigger ein möglichst großes Signal erzeugt.

Ein Nachteil ist, daß das Triggersystem bei seiner Position im Detektor weniger gut gegen die elektromagnetische Komponente der kosmischen Strahlung abgeschirmt ist.

3.2 Die TMS-Flüssigkeitsionisationskammern

3.2.1 Mechanischer Aufbau

Den mechanischen Aufbau der Ionisationskammern zeigt Abbildung 3.2. Eine Kammer besteht aus zwei quadratischen, 5mm tiefgezogenen Edelstahlhalbschalen mit 500 mm Kantenlänge und 1mm Materialdicke. Mittig zwischen beiden Halbschalen sind vier ebenfalls 1mm dicke und $25 \cdot 25\text{cm}^2$ große Elektrodenbleche aus Edelstahl montiert, welche durch Abstandshalter aus Keramik (Al_2O_3) gegeneinander und gegen die Detektorhülle isoliert sind. Beide Halbschalen werden nach der Montage der Elektrodenbleche miteinander verschweißt. Auf der Oberseite der Kammer ist zentral eine Hochspannungsdurchführung sowie in einer Ecke ein Füllrohr aus Nickel eingeschweißt. Alle Schweißnähte werden auf Heliumdichtigkeit geprüft. Nach dem Füllen wird das Füllrohr mittels einer hydraulischen Pressvorrichtung kaltverschweißt ("gepincht").

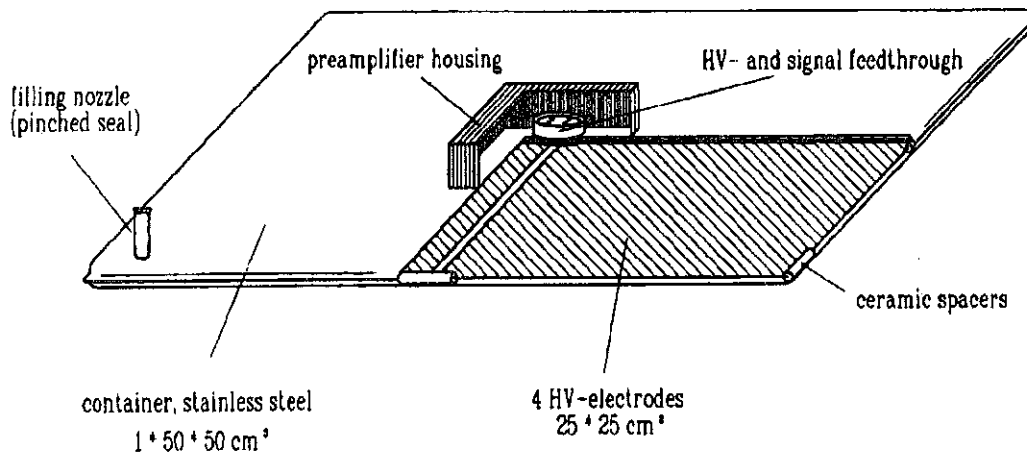


Abbildung 3.2: Mechanischer Aufbau einer TMS-Flüssigkeitsionisationskammer.

3.2.2 Funktionsweise einer Flüssigkeitsionisationskammer

Erzeugung freier Ladungsträger im Dielektrikum

Die Ionisationskammer stellt einen an Hochspannung gelegten Plattenkondensator dar, bei dem das eingebrachte Dielektrikum durch die nachzuweisende Strahlung ionisiert wird. Die freigesetzten Elektronen wechselwirken mit den Molekülen der umgebenden Flüssigkeit und thermalisieren in einem Abstand r_{therm} von ihrem Mutterion. In TMS beträgt r_{therm} etwa 200 Å.

Die elektrostatische Anziehung versucht beide Ladungen wieder zusammenzubringen. Zusätzlich wirken die thermische Bewegung und das äußere elektrische Feld, so daß ein Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit der Wiedervereinigung (Primärrekombination) entkommt.

Diese Entkommwahrscheinlichkeit wird durch den sogenannten G-Faktor beschrieben. Er gibt als Funktion des äußeren elektrischen Feldes die mittlere Zahl von Elektronen an, die bei einer Energiedeposition von 100 eV der Primärrekombination entkommen.

Eine Parametrisierung des feldstärkeabhängigen Verlaufs des G-Faktors zeigt Abbildung 3.3. Sie wurde durch Anpassung [KNA92] an Meßdaten von Jungblut und Schmidt [JUN85], Gettert [GET88] und Geer et al. [GEE90] ermittelt. Die eingezeichneten Werte wurden mit minimal ionisierenden Teilchen gemessen. Bei minimaler Ionisation finden die einzelnen Ionisationsvorgänge so weit voneinander entfernt statt, daß ein Elektron nach der Thermalisation nur die rücktreibende Coulombanziehung des eigenen Mutterions spürt.

Im Fall von stark ionisierenden Teilchen folgen die einzelnen Ionisationsvorgänge jedoch so dicht aufeinander, daß ein Elektron auch den Einfluß der benachbarten Ionen der Ionisationskolonne spürt. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, daß es durch Rekombination

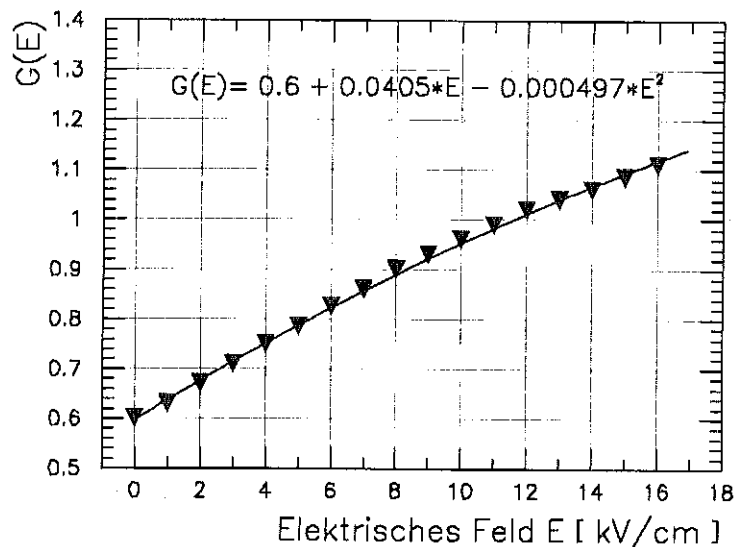


Abbildung 3.3: Abhängigkeit des G-Faktors in TMS vom elektrischen Feld.

mit irgendeinem positiven Ion in der Kolonne für die weitere Signalentstehung verloren geht. Im Fall von stark ionisierenden Teilchen ist die Ladungsausbeute also auch von der Ionisationsdichte abhängig.

Stark ionisierende Teilchen entstehen in hadronischen Teilchenschauern in Form von Pionen, Nukleonen und Kernfragmenten. Bei Verwendung eines Mediums, welches eine große Anzahl von Wasserstoffatomen enthält, taucht zusätzlich der Effekt auf, daß durch niederenergetische Neutronen viele Rückstoßprotonen erzeugt werden.

Diese erhöhte Rekombinationswahrscheinlichkeit für stark ionisierende Teilchen wird bei den Computersimulationen des Detektorsystems durch eine Parametrisierung berücksichtigt, die einem von J. B. Birks [BIR51, BIR64] angegebenen empirischen Ansatz zur Beschreibung von Dämpfungsverlusten in Szintillatoren sehr ähnlich ist. Zusätzlich werden Winkel- und Feldstärkeabhängigkeiten berücksichtigt [ENG92]. Das Signal eines Hadronschauers wird durch die erhöhte Rekombination in Kolonnen um ca. 20 % gedämpft.

Signalentstehung durch Ladungsdrift

Die Elektronen und positiven Ionen driften im elektrischen Feld zu den jeweiligen Elektroden und influenzieren im Kondensatorkreis einen zu ihrer Driftgeschwindigkeit proportionalen Verschiebungsstrom, der durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker aufintegriert wird.

Das Kammersignal setzt sich aus einem schnellen, hohen und einem langsamen, deutlich schwächeren Strompuls zusammen. Der erste wird durch die Elektronen, der zweite durch die Ionen hervorgerufen, deren Beweglichkeit etwa 10^5 mal kleiner ist als die der Elektronen ¹ [SCH93].

¹ $\mu_{e^-} \approx 100 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ $\mu_{Ion} \approx 9 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$

Um die Totzeit des Detektors möglichst gering zu halten, wird nur innerhalb der Zeit t_D , in der das Elektronensignal meßbar ist, Ladung integriert. Diese Driftzeit ist zum Quadrat des Plattenabstandes direkt und zur angelegten Spannung sowie der Beweglichkeit der Ladungsträger umgekehrt proportional. Aufgrund der viel geringeren Driftgeschwindigkeit und des daraus resultierenden geringeren Verschiebungsstromes tragen die positiven Mutterionen während der Integrationszeit nicht nennenswert zum Signal bei. In der Flüssigkeitsionisationskammer finden keine sekundären Vervielfachungsprozesse statt wie im Gasvolumen einer Proportionalkammer. Dementsprechend sind die Kammersignale klein und liegen im Bereich von fC.

Einfluß elektronegativer Verunreinigungen im Dielektrikum

Durch elektronegative Verunreinigungen im Dielektrikum können die Elektronen während der Drift durch reversible Reaktionen behindert (z.B. durch $\text{CO}_2 + e^- \rightleftharpoons \text{CO}_2^-$) oder auf Dauer (z.B. durch $\text{O}_2 + e^- \rightarrow \text{O}_2^-$) eingefangen werden. Die so gebildeten negativen Ionen tragen wie die positiven Ionen aufgrund ihrer geringeren Driftgeschwindigkeit nicht mehr zum Signal bei.

Durch die Verunreinigungen in der Flüssigkeit nimmt die Zahl der freien Elektronen exponentiell mit der Zeit ab. Die Zeit, in der ihre Zahl auf $1/e$ abgesunken ist, wird als Lebensdauer τ bezeichnet. Sie ist umgekehrt proportional zur Konzentration der Verunreinigungen in der Flüssigkeit. Entscheidend für eine gute Signalausbeute ist daher eine hohe Reinheit der Flüssigkeit und aller verwendeten Materialien, mit denen diese in direktem Kontakt steht.

Faßt man alle Effekte, die die Zahl der freien Ladungsträger beeinflussen, zusammen, so erhält man für die in der Zeit t_D gemessene Ladung folgenden Ausdruck :

$$\frac{Q_{gem.}}{qe^-} = \frac{\frac{dE}{dx} d}{100\text{eV}} \cdot G_{(E)} \cdot g_d\left(\frac{dE}{dx}\right) \cdot \int_{t=0}^{t=t_D} \left(1 - \frac{t}{t_D}\right) \cdot e^{(-t/\tau)} dt = \frac{Q_0}{qe^-} \cdot f(t, \tau) \quad (3.1)$$

Dabei beschreibt der erste Faktor den Energieverlust des Teilchens im Ionisationsmedium der Dicke d . $G_{(E)}$ ist die Ladungsausbeute für minimal ionisierende Teilchen. $g_d\left(\frac{dE}{dx}\right)$ berücksichtigt bei stark ionisierenden Teilchen den signaldämpfenden Einfluß der Ionisationskolonne. Der erste Faktor im Integral beschreibt den Detektorstrom als Funktion der Zeit. Der Exponentialausdruck schließlich beschreibt die Abnahme der Elektronenzahl aufgrund von Verunreinigungen.

Im Idealfall einer beliebig reinen Flüssigkeit, also für $\tau \rightarrow \infty$, erhält man für die maximale meßbare Ladung

$$Q_{max.}^{\tau \rightarrow \infty} = Q_0 \cdot 0.5, \quad (3.2)$$

also nur die Hälfte der nach der Primärrekombination verbleibenden Ladung.

Der Faktor 0.5 spiegelt die Tatsache wider, daß bei einer Ionisationsspur durch den Detektor die Elektronen im Mittel nur die halbe Dicke d driften, bevor sie die Elektrode erreichen.

Abbildung 3.4 zeigt den meßbaren Anteil der Maximalladung für eine endliche Lebensdauer als Funktion von $\frac{\tau}{t_D}$.

Man erkennt, daß bei einem Verhältnis von $\frac{\tau}{t_D} > 3$ mehr als 90% der möglichen Ladung gesammelt werden, d.h., daß die Korrektur der gemessenen Ladung klein ist.

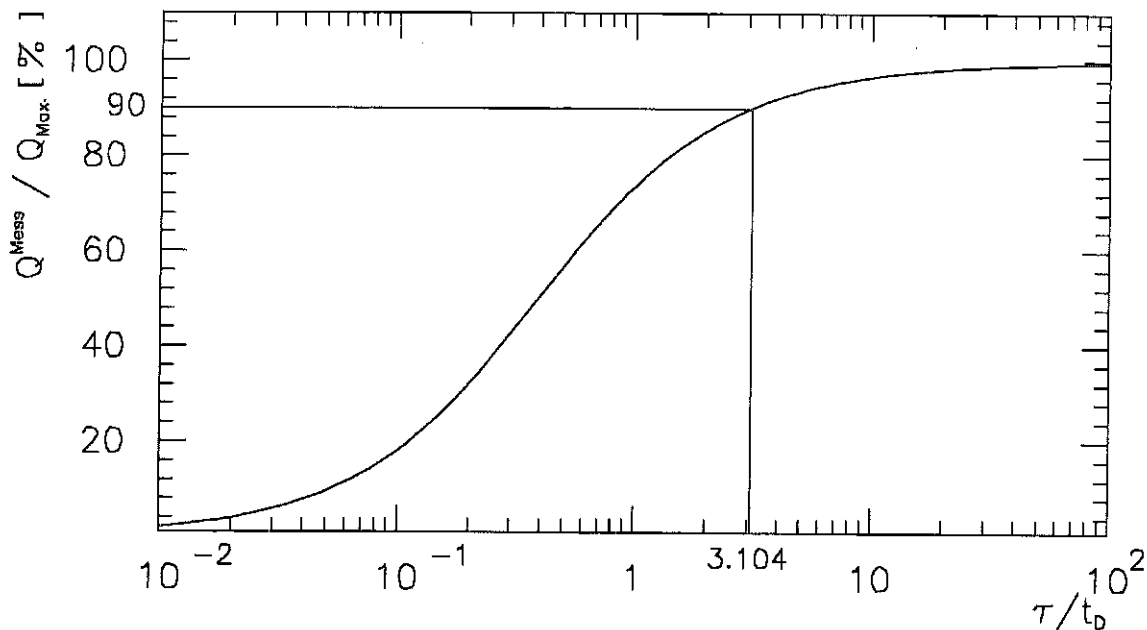


Abbildung 3.4: Anteil der meßbaren Ladung als Funktion von τ/t_d .

3.2.3 Die Flüssigkeit Tetramethylsilan

Als Flüssigkeit für Kalorimeter wird in der Kern- und Teilchenphysik heute meist flüssiges Argon verwendet. Es hat eine große Ladungsausbeute und eine kryogene Selbstreinigung. Ein Nachteil aller Kalorimeter mit flüssigem Argon ist die benötigte thermische Isolation.

Seit Anfang der siebziger Jahre sind unpolare, sphärische Kohlenwasserstoffverbindungen bekannt, die bei Raumtemperatur in flüssigem Zustand vorliegen und in denen Leitung durch Überschusselektronen vorliegt. Neben Tetramethylsilan sind dies z.B. Tetramethylpentan (TMP), Tetramethylgermanium (TMG) und Tetramethylzinn (TMT).

Sie unterscheiden sich in ihren Ladungsausbeuten und Beweglichkeiten. Verschiedene Materialeigenschaften sind für die genannten Flüssigkeiten tabellarisch in Anhang A zusammengefaßt.

Für das KASCADE-Experiment wurde aus folgenden Gründen TMS gewählt :

- Es hat von den genannten Verbindungen die größte Beweglichkeit, verbunden mit einer hohen Ladungsausbeute.

- Durch seine Anwendungen z.B. in der Medizintechnik ² ist es problemlos in der benötigten Menge verfügbar und relativ preiswert.
- TMT hat zwar eine mit TMS vergleichbare Beweglichkeit und Ladungsausbeute, ist jedoch unter Hochspannung instabil [FAI90] und zudem durch den Zinngehalt toxisch [ENG84].

Der niedere Siedepunkt von TMS macht im Experiment gewisse Sicherheitsvorkehrungen erforderlich, erleichtert andererseits allerdings auch die Reinigung beim Destillieren.

3.2.4 Die Reinigung der Detektorkomponenten

Da während der geplanten Experimentdauer von etwa 10 Jahren die Ionisationsflüssigkeit in den einzelnen Kammern nicht erneuert werden soll, werden an die Reinheit der verwendeten Flüssigkeit, die Oberflächen der verwendeten Materialien und die Dichtigkeit der Behälter besondere Anforderungen gestellt.

Die Kammern bestehen deshalb nur aus Edelstahl, Kupfer und Keramik. Für diese Materialien ist erwiesen, daß sie sich gut reinigen lassen, chemisch inert gegenüber TMS sind und keine Desorption zeigen, die die Elektronenausbeute vermindert [AUB92].

Durch die Herstellung und Handhabung sind die Detektorteile mit Fetten und Ölen verschmutzt, die in einem alkalischen Bad mit Ultraschall entfernt werden. Die Kammer- teile werden anschließend mit hochreinem, entmineralisiertem Wasser gespült. Nach einer weiteren Reinigung in einem Ultraschallbad mit Reinstwasser werden sie bei 150°C getrocknet. Die Montage der Detektoren erfolgt in einer Reinbank, da Staubfreiheit entscheidend für deren Hochspannungsfestigkeit ist. Staubteilchen verursachen bei hohen Spannungen zusätzliches elektronisches Rauschen in den Vorverstärkern. Sie begrenzen dadurch die Betriebsspannung der Ionisationskammern und verringern damit die meßbare Ladung.

Vor dem Füllen mit TMS durchlaufen die Ionisationskammern einen letzten Reinigungsschritt: Mittels einer Glimmentladung werden Verunreinigungen direkt von den inneren Oberflächen der Detektoren abgetragen. Detailliert wurde diese Reinigungsmethode von D. Moucka untersucht [MOU91].

Das von der Industrie bezogene TMS hat eine Reinheit von 99.9% und ist herstellungsbedingt mit Chlorderivaten und Luftsauerstoff kontaminiert. Seine Reinigung erfolgt in mehreren Schritten in einer Vakuumdestillationsanlage [ENG84]. Im ersten Schritt wird das TMS ausgefroren. Beim Abkühlen sinkt sowohl das Lösungsvermögen von TMS für Gase als auch sein Dampfdruck, wodurch sich Gase und TMS entmischen. Die ausgetretenen Gase werden über dem TMS abgepumpt. Danach erfolgen mehrere Destillationen über Molekularsiebe. Die verwendeten Zeolithe haben Porengrößen von 4 , 5 und 13 Å und halten im TMS enthaltene Beimischungen wie z.B. Wasser und CO₂ zurück. Restlicher Sauerstoff in der Flüssigkeit wird durch ein Oxisorb-Filter gebunden. Die nach der Destillation erreichte Reinheit wird durch eine Ionisationskammer [GET88] geprüft, die

²TMS wird als Eichsubstanz für Kernspintomographen verwendet.

Konversionselektronen einer ^{207}Bi -Quelle als Standard benutzt. Mit der verwendeten Destillationsanlage ist es möglich, täglich etwa 20 Liter TMS mit einer Reinheit zu erzeugen, die einer Lebensdauer der freien Ladungsträger von mehr als $20 \mu\text{s}$ entspricht [ENG93].

Die Lebensdauer der Elektronen ist die entscheidende Größe für die physikalische Eichung der Detektoren, d.h. für die Umrechnung von gemessener Ladung in deponierte Energie (siehe Gleichung 3.1). Sie wurde für jeden verwendeten Detektor durch Messungen mit 96 MeV Tritonen am Zyklotron des Kernforschungszentrums [BOL91, SUP91] festgelegt.

Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung der Lebensdauern der im Prototypkalorimeter verwendeten 168 Ionisationskammern. Man erkennt, daß nur eine geringe Anzahl der Detektoren eine Lebensdauer von $\tau < 1 \mu\text{s}$ hat (Bei diesen liegt die Lebensdauer im Bereich von etwa $0.8 \mu\text{s}$).

Für die vorliegende Arbeit wurden die Ionisationskammern bei einer Spannung von 4000 V betrieben. Die durchschnittliche Driftzeit der Elektronen beträgt bei dieser Spannung etwa 300 ns. Damit erfüllen praktisch alle im Prototypkalorimeter verwendeten Kammern die in Abschnitt 3.2.2 erläuterte Bedingung eines Lebensdauer-Driftzeit-Verhältnisses von $\frac{\tau}{t_D} > 3$.

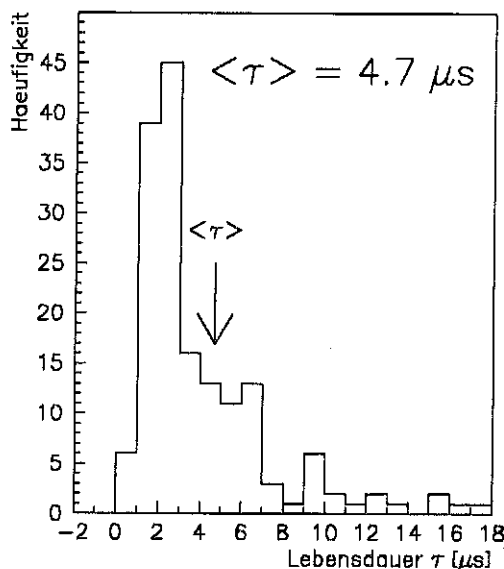


Abbildung 3.5: Verteilung der Lebensdauern der Detektoren im Prototypkalorimeter.

Untersuchungen der Langzeitstabilität der Signalhöhe über einen Zeitraum von etwa 2 Jahren haben gezeigt, daß die Lebensdauer der freien Elektronen nicht meßbar abnimmt. Daher wurden die am Zyklotron bestimmten Lebensdauern der verwendeten Detektoren für die Dauer der Datennahme für diese Arbeit als konstant angenommen. Diese Annahme konnte durch die Analyse der Kalorimeterdaten verifiziert werden (siehe Abbildung 4.26).

3.2.5 Ausleseelektronik

Die für die Signalaufbereitung und Signalauslese verwendeten Vor- und Hauptverstärker, die Analog-Digital Konverter und das Multiplexer/CAMAC-Romulus System stammen aus dem CELLO-Experiment am DESY und waren dort zur Signalauslese des Flüssig-Argon Kalorimeters verwendet worden [KEI81]. Die schematische Darstellung des Signalweges ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

Das Detektorsignal wird kapazitiv auf den Eingang eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers gekoppelt. Dieser formt das Detektorsignal in einen unipolaren Spannungspuls. Die Ladungssammlung erfolgt durch einen rückgekoppelten Operationsverstärker. Ein detaillierter Schaltplan des Vorverstärkers befindet sich in Anhang B. Die Pulsformung geschieht durch ein zweistufiges aktives Filter. Dabei wird das Signal zuerst differenziert, wodurch die Anteile der langsam driftenden Ionen unterdrückt werden. Daran anschließend erfolgt eine weitere Integration durch einen rückgekoppelten Operationsverstärker.

Um eine Einkopplung von Störsignalen vor der ersten Signalverstärkung und Pulsformung so gering wie möglich zu halten, befinden sich die Vorverstärker in einem Aluminiumkästchen direkt auf den Detektoren (siehe Abbildung 3.2).

Im Hauptverstärker erfolgt durch eine weitere Differentiation und Integration die entgültige Pulsformung des Signals, das dann als bipolarer Spannungspuls vorliegt. Die Amplitude der ersten positiven Welle dieses Bipolarpulses ist zu der im Detektor erzeugten Ladung proportional. Sie wird in einer "sample and hold"-Schaltung gespeichert. Durch ein Triggersignal wird die parallele Digitalisierung aller 672 elektronischen Kanäle ausgelöst. Die Auflösung der ADCs beträgt 10 Bit. Die Auslese der Daten erfolgt rechnergesteuert seriell über Multiplexer. Als Experimentrechner wird eine PDP 11/73 verwendet.

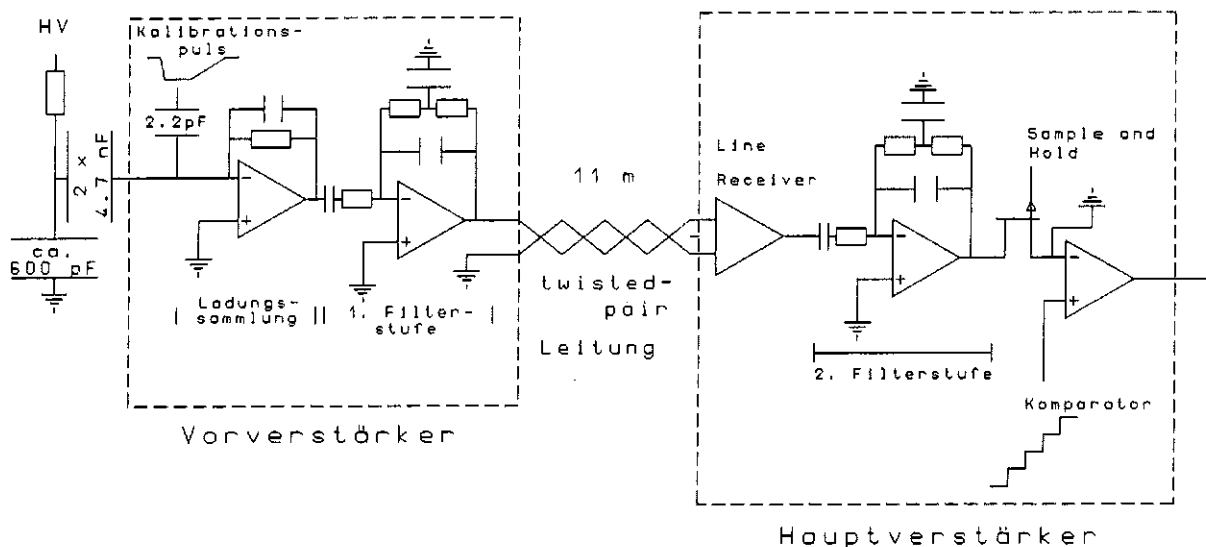


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Signalweges der Kammersignale.

3.2.6 Elektronische Kalibration und Rauschen der Detektoren

Kalibration

Die elektronische Kalibration der Kammern erfolgt durch einen Testpuls, mit dem kapazitiv eine definierte Testladung auf den Eingang des Vorverstärkers gekoppelt wird (siehe Abbildung 3.6). Damit der Einfluß der Zeitkonstanten der Pulsformung richtig berücksichtigt wird, muß der Testpuls dem Kammersignal möglichst ähnlich sein.

Durch Variation der Testladung wird für jeden Kanal eine Eichgerade vermessen. Der Fehler der Steigung der Eichgeraden liegt bei etwa 2 %. Er setzt sich zusammen aus dem Fehler der Testladung, der mit 1 % abgeschätzt wird und dem Fehler der Eichkapazität. Letzterer setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der Kondensatorkapazität selbst und der Streukapazität der Leiterbahnen auf der Platine. Aus der Messung von etwa 200 Eichkondensatoren ergibt sich für die Eichkapazität ein Wert von (2.13 ± 0.038) pF, d.h. eine Unsicherheit von etwa 1.8 %. Die Streukapazität der Leiterbahnen wurde zu 0.437 pF bestimmt. Da die Platine industriell hergestellt wird, kann davon ausgegangen werden, daß der Fehler dieses Wertes nicht größer ist als der Fehler der Eichkapazitäten.

Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen jedes Kanals wird aus der Breite der Verteilung berechnet, mit der sein Nullpunkt bestimmt wird. Die Größe des elektronischen Rauschens muß bekannt sein, um dessen Einfluß auf die Rekonstruktion der Schauerachse und der Hadronenergie untersuchen und berücksichtigen zu können.

Abbildung 3.7 zeigt die Verteilung des Rauschens aller 672 Kanäle des Prototypkalorimeters bei einer Spannung von 4000 V an den Ionisationskammern. Für den einzelnen Kanal wurde das Rauschen über 42 Einzelmessungen gemittelt. Der Mittelwert liegt bei $\langle \sigma \rangle = (0.83 \pm 0.08)$ MeV/Kanal.

Das Rauschen eines einzelnen elektronischen Kanals ist etwa genauso groß wie das mittlere, von einem minimal ionisierenden Myon erzeugte Signal. Dies liegt daran, daß die verwendeten Vor- und Hauptverstärker optimiert sind, um Hadronschauer im Kalorimeter zu messen. Für die von einem Hadron in einer Kammer deponierten Energien, die bei mehreren MeV liegen, ist ein elektronisches Rauschen dieser Größe nicht kritisch. Für das KASCADE-Zentralkalorimeter wird ein Vorverstärker mit längerer Zeitkonstante des Filters verwendet, bei dem das Rauschen um einen Faktor 3 kleiner ist, so daß Myonen ebenfalls gut meßbar sein werden.

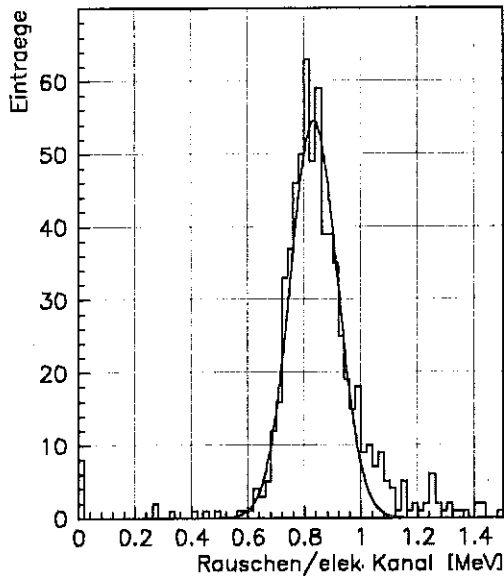


Abbildung 3.7: Verteilung des elektronischen Rauschens im Prototypkalorimeter.

Das Rauschen der 672 elektronischen Kanäle wurde über 42 Messungen gemittelt. Die an den Detektoren angelegte Spannung betrug bei allen Messungen 4000 V. Die Kanäle mit einem Rauschen von weniger als 0.5 MeV sind defekt.

3.3 Das Triggersystem

3.3.1 Die Triggerzähler

Das verwendete Triggersystem unterscheidet sich wesentlich von dem des KASCADE-Zentraldetektors. Im Prototypkalorimeter ist eine vollständige Flächenbelegung durch den Trigger notwendig, um den Fluß einzelner Hadronen zu bestimmen. Deshalb wurde für das Prototypkalorimeter ein eigenes Triggersystem entworfen. Es besteht aus 12 großen Detektoren aus dem Szintillator NE110, die aus einem Experiment³ am CERN stammen und reaktiviert wurden. Der Aufbau eines solchen Szintillationszählers ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Szintillatorplatte hat eine Fläche von $220 \cdot 40 \text{ cm}^2$ und eine Dicke von 2 cm. An beiden Enden eines Triggerzählers wird das Licht über Plexiglaslichtleiter auf Photomultiplier⁴ gekoppelt.

3.3.2 Anforderungen an den Hadrontrigger

Der Hadrontrigger soll folgenden Anforderungen genügen:

1. *Er soll mit hoher Effizienz auf Hadronen im Kalorimeter ansprechen, jedoch nicht durch die viel häufigeren Elektronen und Myonen der kosmischen Strahlung aktiviert werden.*

Man nutzt dazu die unterschiedlichen Wechselwirkungen der Teilchensorten mit dem Absorbermaterial über der Triggerebene aus :

Myonen durchdringen die Absorberschicht, ohne einen Teilchenschauer auszulösen. Sie treffen als minimal ionisierende Teilchen auf die Szintillatorebene

³Experiment 407/408 der CERN - Collège de France - Heidelberg - Karlsruhe Kollaboration am ISR

⁴Typ RCA 8575

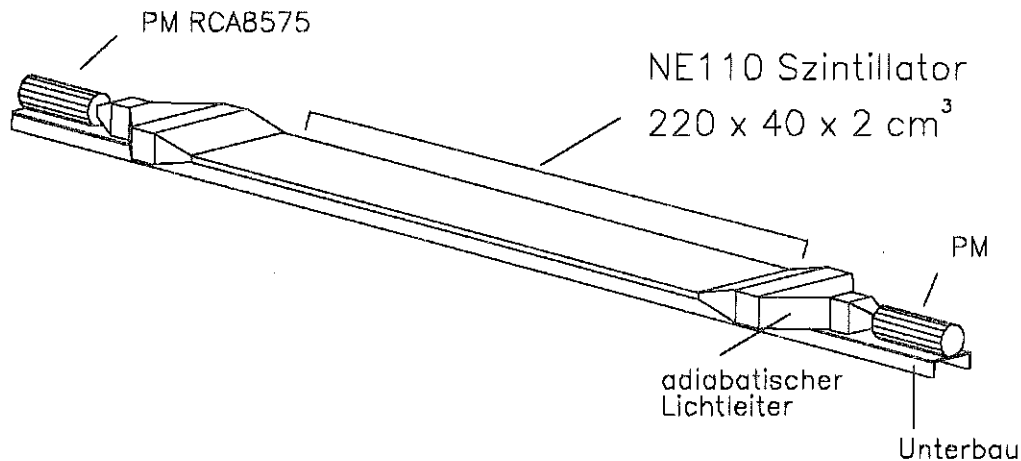


Abbildung 3.8: Ansicht eines Triggerzählers des Prototypkalorimeters.

und verlieren in dieser etwa 2 MeV/cm . Allerdings können Landaufluktuationen zu deutlich höheren Energieverlusten führen.

Elektronen lösen im Absorber elektromagnetische Schauer aus, die in den $23X_0$ vor dem Triggersystem größtenteils absorbiert werden.

Hadronen lösen ebenfalls Teilchenkaskaden aus, die jedoch tiefer in das Kalorimeter hineinreichen als elektromagnetische Schauer gleicher Energie. Hadronen sind dadurch in der Lage, in der Triggerebene ein größeres Signal zu erzeugen als Elektronen oder Myonen.

Die verlangte Unterdrückung von Elektronen und Myonen gegen Hadronen wird dadurch erreicht, daß ein Triggerzähler die Datenerfassung erst dann auslösen kann, wenn seine beiden Photomultiplier koinzident mehr als das 30-fache Myonsignal nachweisen. Wie effizient die Unterdrückung ist, wird in Abschnitt 3.3.5 quantitativ untersucht.

2. *Das Triggersystem soll neben dem Startsignal zur Datenerfassung zusätzlich Informationen über den Durchgangsort des auslösenden Teilchens liefern.*
Diese Information wird zusammen mit den Daten der Ionisationskammern zur Bestimmung der Lage des Hadronschauers im Kalorimeter verwendet.
3. *Das Triggersystem soll Hinweise auf mögliche koinzidente Begleitteilchen und deren Durchgangsorte liefern.*
Da es sich bei den begleitenden Teilchen nicht unbedingt um Hadronen handeln muß, bzw. nicht jedes begleitende Hadron in der Triggerebene das geforderte 30-fache Myonsignal erzeugt, soll die Ortsinformation auch für begleitende Teilchen geliefert werden, die nur minimal ionisierend sind.

3.3.3 Triggerelektronik

Um gleichzeitig einen Hadrontrigger mit hoher Auslöseschwelle und eine niedere Schwelle für die Erkennung minimal ionisierender Begleiteilchen erzeugen zu können, werden die Signale der Triggerzähler mit analogen Ausgangsfächern⁵ geteilt.

Für beide Schwellen wird eine Koinzidenz zwischen den Photomultipliern eines Zählers gebildet. Die acht Koinzidenzen der hohen Schwelle werden so geschaltet, daß ein Steuerungssignal an den Experimentrechner abgegeben wird, wenn mindestens ein Szintillationszähler die Triggerbedingung erfüllt.

Die wichtigste Zusatzinformation, die durch das Triggersystem generiert wird, ist der Durchgangspunkt von Teilchen :

Die **X-Koordinate** ist durch die Segmentierung der Triggerzähler auf ± 20 cm genau festlegbar. Die Information, welcher Triggerzähler die Datenerfassung ausgelöst hat und welche weiteren Triggerzähler möglicherweise zeitgleich angesprochen haben, wird durch je ein Bitmuster für die hohe und die niedere Ansprechschwelle erfaßt.

Die **Y-Koordinate** wird durch den Zeitunterschied zwischen den Signalen des linken und rechten Photomultipliers ermittelt. Die Eichung der einzelnen Zeit-Digital-Konverter⁶ erfolgte durch Hadronschauer, bei deren Rekonstruktion sehr restriktive Bedingungen gestellt wurden.

Das Ergebnis einer solchen Eichung ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Man erkennt die gute Korrelation zwischen dem rekonstruierten Durchstoßpunkt der Teilchenspur durch die Triggerebene und dem gemessenen Zeit-Wert. Die mittlere der drei eingezeichneten Geraden zeigt die aus den Daten berechnete Eichgerade. Die beiden anderen Geraden geben einen Bereich von ± 35 cm an, um den bei der Spursuche der rekonstruierte Durchstoßpunkt des Hadronschauers durch die Triggerebene von dem gemessenen Punkt abweichen darf. Ereignisse, bei denen diese Abweichung größer ist, werden bei der anschließenden Analyse verworfen.

Die verwendete Art der TDC-Eichung hat den Vorteil, daß Ungenauigkeiten in der Positionierung der Triggerzähler im Kalorimeter sowie Laufzeitunterschiede in der Elektronik und den Photomultipliern mitgeeicht werden, ohne einzeln vermessen werden zu müssen. Abbildung 3.10 zeigt die für das Triggersystem erreichbare Ortsauflösung in Y-Richtung. Aufgetragen ist die Differenz zwischen rekonstruiertem und berechnetem Durchgangsort des Hadrons durch die Triggerebene. Die Breite der Verteilung beträgt $\sigma \approx 14$ cm.

⁵LeCroy428F Linear Fan-in/Fan-out

⁶LeCroy TDC Typ 2229A

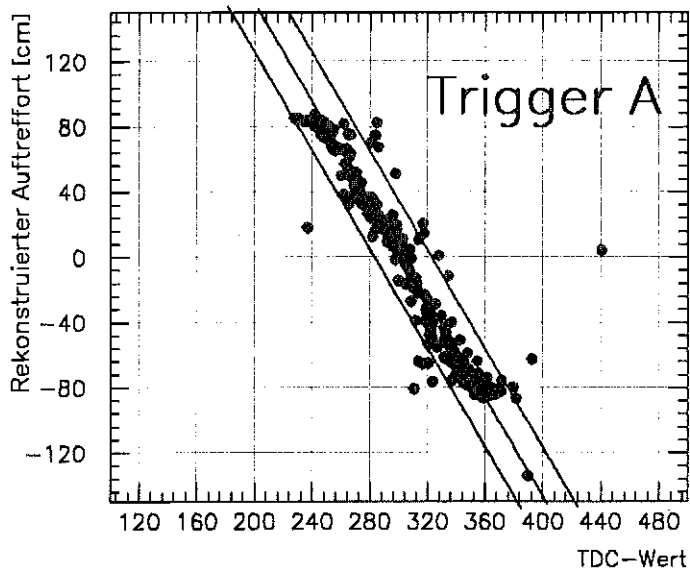


Abbildung 3.9: Eichung eines TDC mit rekonstruierten Hadronenschauern. Aufgetragen ist der aus dem Schauer rekonstruierte Durchgangsort eines Hadrons durch die Triggerebene gegen den gemessenen Wert des Zeit-Digital-Konverters.

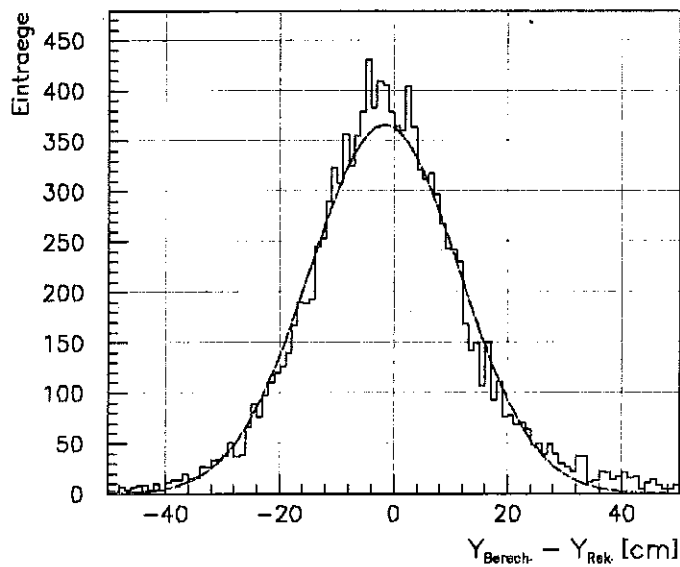


Abbildung 3.10: Ortsauflösung des Triggersystems in Y-Richtung. Aufgetragen ist die Differenz zwischen dem rekonstruierten und dem durch die Zeitmessung berechneten Auftreffpunkt in Y-Richtung.

Zusätzlich werden die Analogsignale aller Photomultiplier digitalisiert ⁷.

Um die Konstanz der eingestellten Schwellen zu überwachen, wird in der Zeit zwischen zwei Triggersignalen für jeden Triggerzähler die Anzahl der Links-Rechts-Koinzidenzen in der niederen Schwelle gemessen. Die Zeit zwischen zwei Triggersignalen wird durch die Anzahl von Pulsen ermittelt, die von einem externen Pulsgeber mit einer Frequenz von 10 Hz abgegeben werden. Damit läßt sich die Triggerrate während der Datennahme überwachen. Ein Blockschaltbild der Triggerelektronik befindet sich in in Anhang C.

3.3.4 Einmessen des Triggersystems

Für die Berechnung der Akzeptanz des Triggersystems werden die optischen Dämpfungslängen der einzelnen Triggerzähler benötigt. Sie wurden für jeden Triggerzähler mit dem in Abbildung 3.13 dargestellten Versuchsaufbau bestimmt. Ein kleines Hodoskop definiert den Durchgangsort von Myonen durch den Triggerzähler und damit die beiden Wegstrecken, die das Lichtsignal bis zu den Photomultipliern zurücklegen muß. Abbildung 3.11 zeigt als Beispiel für einen Triggerzähler die Pulshöhenspektren der beiden Photomultiplier für drei Positionen des Hodoskopes. Durch Anpassung einer exponentiellen Signalabnahme

$$\text{Signal}(x) = \text{Signal}(x=0) \cdot \exp(-x/\lambda)$$

an die wahrscheinlichsten Werte der angepaßten Landauverteilungen werden für jeden Triggerzähler zwei Werte für die optische Dämpfungslänge bestimmt. Abbildung 3.12 zeigt für einen Triggerzähler das Ergebnis einer solchen Messung. Die beiden berechneten Dämpfungslängen stimmen bei allen Triggerzählern sehr gut überein. Der in Abbildung 3.12 erkennbare Unterschied in der Absolutgröße der Photomultipliersignale resultiert daraus, daß die Triggerzähler zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht auf eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für minimalionisierende Teilchen eingemessen waren. Die ermittelten Wertepaare der Dämpfungslängen sind für alle Triggerzähler in Tabelle D.1 in Anhang D zusammengefaßt.

Durch die Forderung, mit dem Triggersystem auch den Durchgangsort minimal ionisierender Begleitteilchen bestimmen zu können, ist es notwendig, daß jeder Triggerzähler so eingestellt wird, daß er auf seiner gesamten Fläche eine möglichst hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für diese Teilchen hat. Zur Einstellung wurde der gleiche Aufbau verwendet wie bei der Bestimmung der optischen Dämpfungslänge (siehe Abbildung 3.13)

Um ein Profil der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Triggerzählers zu erhalten, wurde diese nach erfolgter Einstellung an fünf Meßpunkten (Meßpositionen "L", "LM", "M", "MR" und "R" in Abbildung 3.13) bestimmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten für jeden Trigger sind ebenfalls in Tabelle D.1 in Anhang D aufgelistet.

⁷LeCroy ADC Typ 2249A

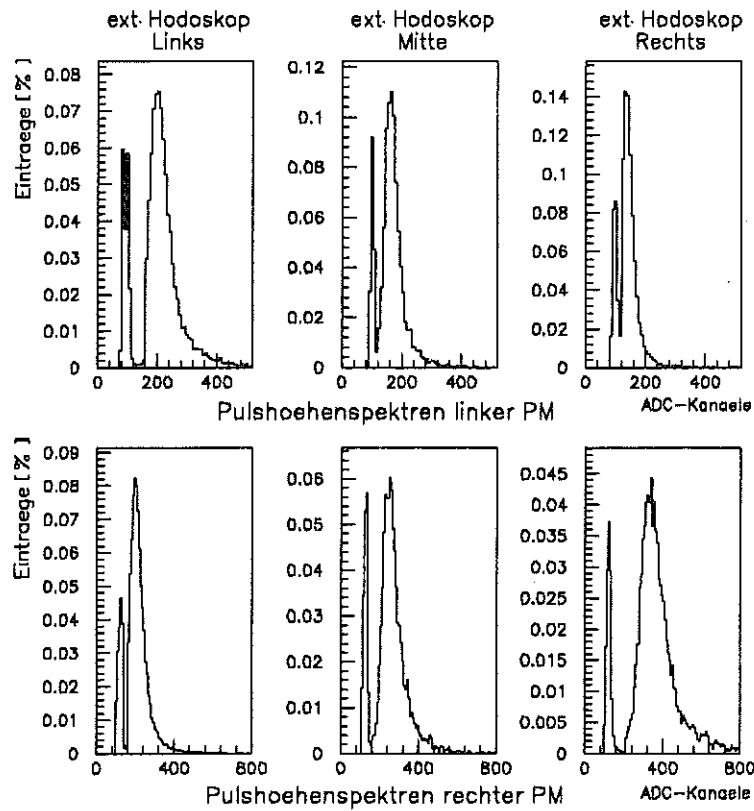


Abbildung 3.11: **Pulshöhenspektren für Myonen.** Dargestellt sind die Pulshöhenspektren des linken und rechten Photomultipliers für verschiedene Abstände zum Durchgangsort des Myons durch den Triggerzähler.

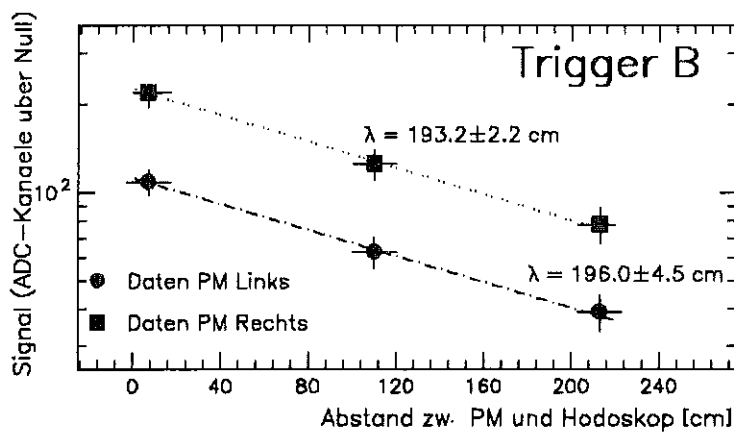


Abbildung 3.12: **Bestimmung der optischen Dämpfungslänge eines Triggerzählers.** Aufgetragen ist das Signal minimal ionisierender Myonen als Funktion des Abstandes zwischen Photomultiplier und Durchgangsort des Myons durch den Triggerzähler.

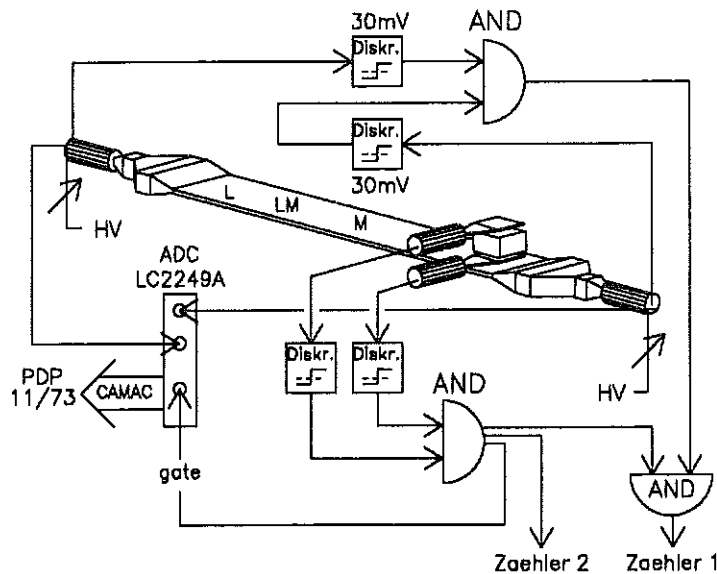


Abbildung 3.13: Einmessen eines Triggerzählers mit Myonen. Das Hodoskop selektiert Myonen, die in Maximalabstand zum einzustellenden Photomultiplier auf den Trigger treffen. Die Hochspannung am Photomultiplier wird so eingeregelt, daß zu jeder Koinzidenz im Hodoskop (Zähler 2) zeitgleich eine Koinzidenz zwischen den beiden Photomultipliern des Triggerzählers nachgewiesen wird (Zähler 1).

3.3.5 Akzeptanz des Triggersystems

Akzeptanz für Hadronen, Myonen und Elektronen

Mit Simulationen wurde untersucht, wie groß die Akzeptanz bei 30-facher Myonschwelle für die verschiedenen Teilchensorten ist.

Die Energieeichung der eingestellten Triggerschwelle für minimal ionisierende Teilchen erfolgte mittels der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit: Durch die Simulation des Energieverlustes minimal ionisierender Myonen im Szintillator wurde für jeden Triggerzähler eine Schwellenenergie so bestimmt, daß der Prozentsatz von Energieverlusten oberhalb dieser Schwellenenergie der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit entspricht.

Die dieser Schwellenenergie entsprechende Lichtmenge muß im ungünstigsten Fall die gesamte Triggerlänge von 220 cm durchlaufen und wird dabei durch die optische Dämpfung im Szintillatormaterial abgeschwächt. Unter Berücksichtigung der gemessenen Dämpfungslänge wurde aus der Schwellenenergie die Minimalenergie berechnet, die an beiden Photomultipliern eines Triggerzählers ankommen muß, damit dieser das Myon nachweist. Entsprechend der Triggerbedingung ist der 30-fache Wert dieser Minimalenergie notwendig, um die Datenerfassung auszulösen.

Mit dem Detektorsimulationsprogramm GEANT wurde dann für Elektronen, Myonen und Hadronen bei verschiedenen Energien der Energieverlust in der Szintillatorebene simuliert. Bei der Simulation von Hadronen wurde bis 800 GeV der Hadroncode GHEISHA [FES85] zur Berechnung der hadronischen Wechselwirkungen verwendet, oberhalb davon

FLUKA [RAN83] (siehe Abschnitt 4.5). Für die Zenitwinkelabhängigkeit des Teilchenflusses wurden $\cos^n \Theta$ -Verteilungen angenommen, mit $n = 1.85$ für Myonen [BHA74], $n = 5.7$ für Hadronen [BEL66] und $n = 3.6$ für Elektronen [BEU68].

Für Hadronen wurden bei hohen Ionisationsdichten im Szintillator "quenching"-Effekte in der Lichtausbeute [BIR51, BIR64] berücksichtigt. Der Wert für die Birk'sche Dämpfungskonstante wurde der Literatur entnommen [CRA70, BAD67].

Sind die unter Berücksichtigung von Auftreffort und entsprechender Dämpfungslänge berechneten Energiemengen, die an den beiden Photomultipliern des getroffenen Triggerzählers ankommen, größer als die vorab bestimmte Minimalenergie zur Auslösung der Datennahme, wird das simulierte Ereignis als "erkannt" gewertet. Die Triggereffizienz wird für die verschiedenen Teilchensorten und -energien aus dem Verhältnis der nachgewiesenen zu den insgesamt simulierten Ereignissen bestimmt.

Abbildung 3.14 zeigt die so bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten. Die beiden rechten Bilder zeigen den energieabhängigen Verlauf für hohe Teilchenenergien, getrennt für Pionen und Protonen (oben) sowie Myonen und Elektronen (unten). In den beiden linken Bildern ist der Verlauf für Energien bis zu 150 GeV noch einmal vergrößert aufgetragen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit von Myonen ist immer um einen Faktor 10 überhöht dargestellt.

Myonen lösen das Triggersystem erst ab einer Energie von 10 GeV, Elektronen erst ab einer Energie von 20 GeV aus. Aufgrund ihrer geringen Energieverluste durch Ionisation ist die Ansprechwahrscheinlichkeit für Myonen nur sehr gering. Der langsame Anstieg mit zunehmender Energie ist durch Strahlungsverluste der Myonen bedingt.

Für Elektronen ist ein Schwellenverhalten erkennbar: Bei niedrigen Energien absorbiert das Material über der Triggerebene die entstehenden elektromagnetischen Schauer komplett. Infolge der geringen Fluktuationen in der Schauerentwicklung hat ein Elektron unterhalb einer gewissen Schwellenenergie praktisch keine Chance, das Triggersystem auszulösen. Ist die Schwellenenergie jedoch überschritten, lösen Elektronen die Datennahme mit hoher Wahrscheinlichkeit aus. Wie in Abbildung 3.14 zu erkennen ist, beträgt die Schwellenenergie für 80 %-ige Ansprechwahrscheinlichkeit etwa 320 GeV.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß für niedrige Energien, also im Bereich hoher Teilchenflüsse, das Triggersystem für Myonen und Elektronen "blind" ist.

Die Akzeptanz für Hadronen wurde sowohl für Protonen als auch für Pionen simuliert. Aufgrund der deutlichen Unterschiede zwischen Strahlungs- und Wechselwirkungslänge in Eisen stellt die Materieschicht aus 24 cm Eisen und 5 cm Blei über der Triggerebene für Hadronen einen viel dünneren Absorber dar als für Elektronen. Dadurch sind Hadronen bereits bei Energien, bei denen das Triggersystem auf Elektronen und Myonen noch nicht anspricht, in der Lage, die Datenerfassung auszulösen. So erreichen Protonen und Pionen von 50 GeV eine Ansprechwahrscheinlichkeit von etwa 50 %, während sie für Elektronen und Myonen erst etwa 1% bzw. 0.2% beträgt.

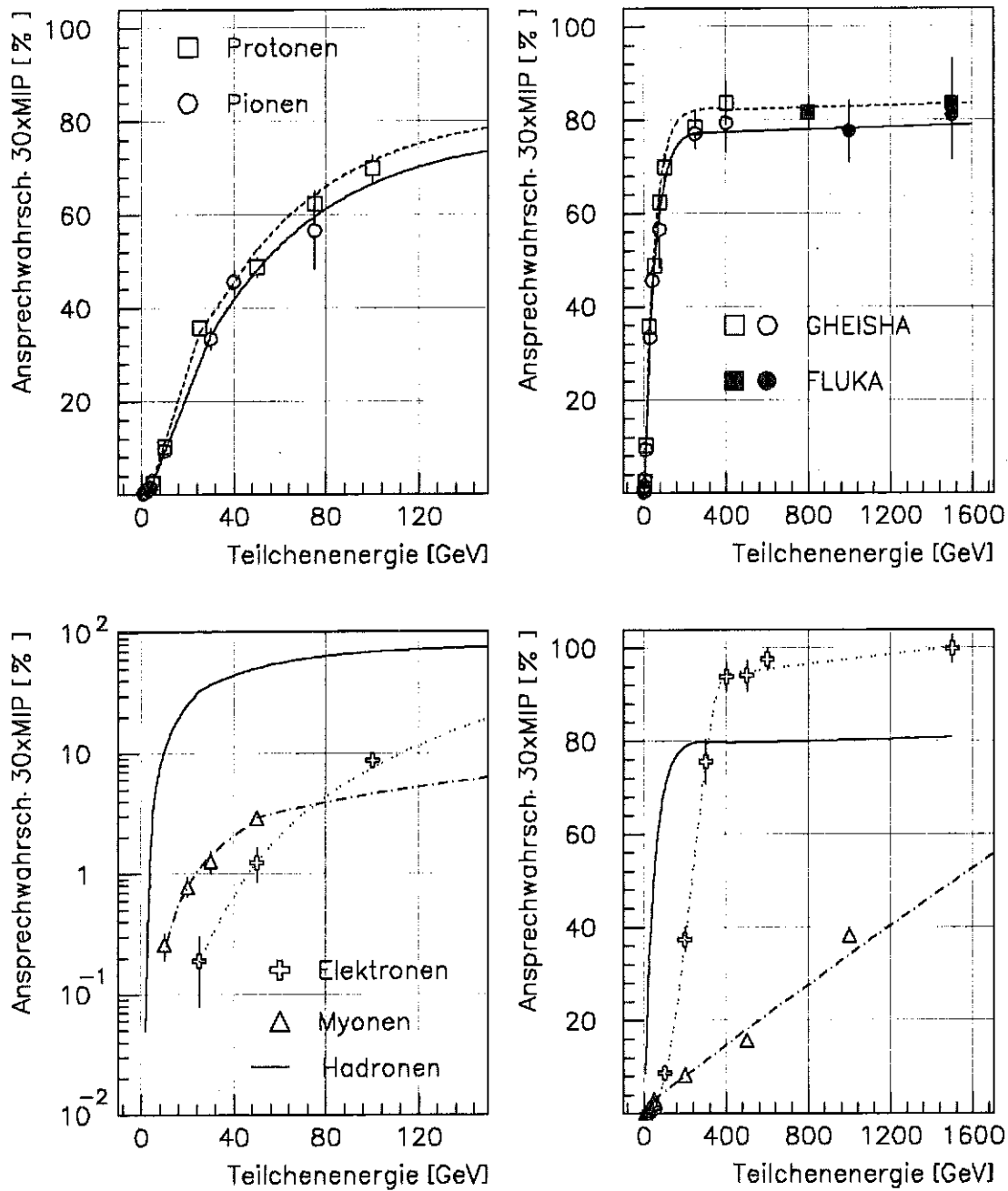


Abbildung 3.14: Mit GEANT simulierte Ansprechwahrscheinlichkeiten des Triggersystems. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Myonen ist um einen Faktor 10 überhöht dargestellt.

Die höhere Akzeptanz der Protonen gegenüber den Pionen (ca. 6-8 % für alle Energien) wird durch den größeren inelastischen Wirkungsquerschnitt von Protonen im Vergleich zu Pionen verursacht ($\sigma_{\text{Proton}}^{\text{inel.}} \approx 750 \text{ mbarn}$ [AVA90] ; $\sigma_{\text{Proton}}^{\text{inel.}} / \sigma_{\text{Pion}}^{\text{inel.}} \approx 1.20$).

In der Materieschicht vor dem Triggersystem schauen nicht alle Hadronen auf. Bei einer Zenitwinkelabhängigkeit proportional zu $\cos^{5,7}\Theta$ und $0^\circ \leq \Theta \leq 30^\circ$ beträgt der mittlere

Einfallswinkel $\langle \Theta \rangle \approx 18.3$ Grad. Die Materieschicht hat damit eine mittlere Dicke von $d \approx 239.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Für Protonen erwartet man daher einen Anteil von $e^{-d/\lambda_0} \approx 16.3\%$, der vor Erreichen der Triggerebene keine inelastische Wechselwirkung macht und daher die Triggerschwelle nicht überschreitet. Für Pionen liegt dieser Anteil aufgrund des kleineren inelastischen Wirkungsquerschnitts mit $\approx 23.5\%$ etwas höher. Durch diesen Anteil von Hadronen, der vor dem Triggersystem keine Wechselwirkung macht, ergibt sich eine maximale Akzeptanz für Protonen bzw. Pionen von 83.7 % bzw. 76.5 %. Die simulierten Akzeptanzen erreichen ihren Plateauwert bei geringfügig höheren Werten, was dadurch erklärt werden kann, daß durch Rückstreuung von Schauerteilchen das Triggersystem ausgelöst werden kann, auch wenn die erste Wechselwirkung erst unterhalb des Triggers stattgefunden hat. Der langsame Anstieg der Triggerakzeptanz mit steigender Hadronenergie spiegelt die Zunahme des totalen inelastischen Wirkungsquerschnittes [RPP90] wider.

Da im einzelnen Ereignis eine Unterscheidung zwischen Protonen und Pionen nicht möglich ist, wurde aus den simulierten Akzeptanzen unter Berücksichtigung des in Anhang E dargestellten Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses eine mittlere Hadronakzeptanz errechnet.

Diese gemittelte Hadronakzeptanz ist in den beiden unteren Bildern in Abbildung 3.14 als durchgezogene Linie eingezeichnet.

3.3.6 Triggerraten

Die Triggerraten für die verschiedenen Teilchensorten wurden aus den simulierten Ansprechwahrscheinlichkeiten unter Verwendung der in der Literatur angegebenen differentiellen Teilchenflüsse berechnet.

Die differentiellen Flüsse unbegleiteter Hadronen sind für Energien oberhalb 10 GeV einer Arbeit von Ashton und Saleh [ASH75] entnommen, für Energien unterhalb von 20 GeV wurden Zahlenwerte von Diggory et al. [DIG74] verwendet.

Die differentiellen Teilchenflüsse für Myonen wurden aus einer Anpassung von Allkofer et al. [ALL71] an Meßdaten verschiedener Experimente entnommen.

Für Elektronen existieren Daten nur im Energiebereich von 1 – 10 GeV mit dem Hinweis, daß der Spektralindex oberhalb einer Energie von 1 GeV -2.8 beträgt [ALL84]. Die differentiellen Elektronenflüsse für Teilchenenergien $10 \text{ GeV} < E_e < 1000 \text{ GeV}$ wurden daher unter Verwendung dieses Spektralindex aus dem gemessenen Teilchenfluß bei 8 GeV ($6 \cdot 10^{-7} (\text{cm}^2 \text{ s sr GeV})^{-1}$ [BEU68]) extrapoliert. Für die Abhängigkeit des Teilchenflusses vom Zenitwinkel wurden die gleichen $\cos^n \Theta$ -Verteilungen angenommen wie bei der Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeiten. Die so berechneten differentiellen Triggerraten sind für die verschiedenen Teilchensorten als Funktion der Teilchenenergie in Abbildung 3.15 dargestellt. Man erkennt, daß Myonen trotz der geforderten 30-fachen Schwelle etwa doppelt so häufig die Datennahme auslösen wie Hadronen gleicher Energie, da der höhere Myonfluß die erreichte Unterdrückung von Myonen gegen Hadronen überkompensiert. Der hohe Anteil an myongetriggerten Ereignissen macht es notwendig, daß diese bei der Schauerrekonstruktion erkannt und verworfen werden.

Der energieabhängige Verlauf der differentiellen Triggerraten wurde näherungsweise parametrisiert und integriert. Man erhält als Summe für alle Teilchensorten eine erwartete

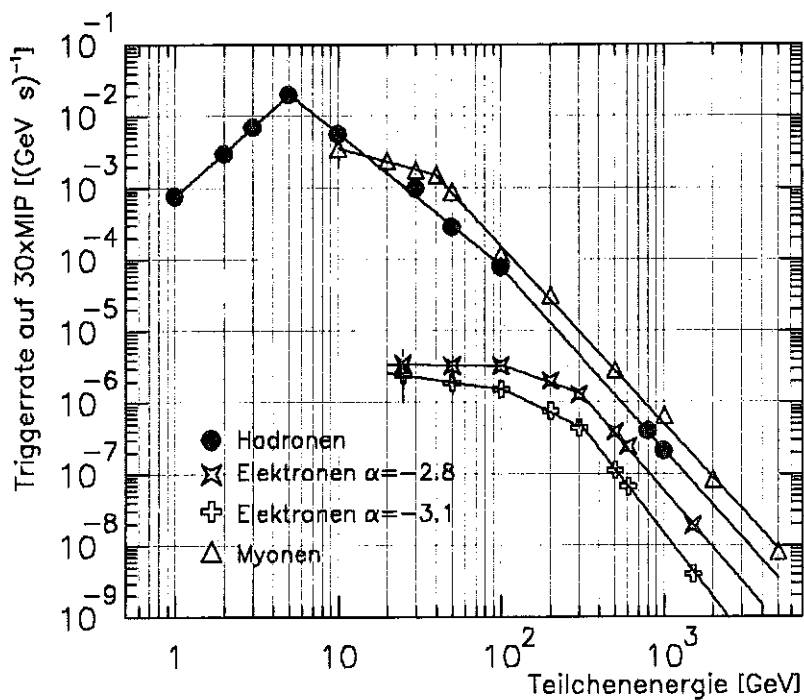


Abbildung 3.15: Erwartete differentielle Triggerrate für Myonen, Hadronen und Elektronen. Die Rate für Myonen ist um einen Faktor 10 überhöht dargestellt.

Triggerrate von etwa 0.25 s^{-1} , d.h. im Mittel einen Trigger ungefähr alle 4 Sekunden. Dieser Wert stimmt gut mit der im Experiment gemessenen Rate von einem Trigger in etwa 3.3 Sekunden überein.

Die Triggerraten für Elektronen sind wahrscheinlich überschätzt, da die Elektronenflüsse für hohe Energien unter der Annahme eines konstanten Spektralindexes von $\alpha_{e^-} = -2.8$ extrapoliert wurden. CORSIKA-Simulationen des Energiespektrums von Elektronen ergeben dagegen für den Spektralindex einen Wert von $\alpha_{e^-} = -3.1$ [GAB93]. Durch den steileren Abfall im Flußspektrum der Elektronen ist die Triggerrate oberhalb einer Energie von $E_{e^-} > 200 \text{ GeV}$ um einen Faktor 2 - 5 kleiner als abgeschätzt. Trotz dieser Überschätzung tragen Elektronen insgesamt nur mit einem Trigger in etwa 18 Minuten zur Gesamtrate bei.

3.3.7 Erkennung koinzidenter Begleiteilchen mit dem Triggersystem

Für die Messung des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen ist es wichtig sicherzustellen, daß nur Ereignisse verwendet werden, bei denen innerhalb der Fläche des Kalorimeters neben dem Hadron kein weiteres Teilchen nachweisbar ist.

Mit Monte-Carlo Simulationen des Triggersystems wurde untersucht, ob durch die Zahl der Triggerzähler, die in einem Ereignis die Auslöseschwelle überschreiten bzw. zusätzlich in der niederen Schwelle ansprechen, eine frühzeitige Erkennung und Selektion von

Ereignissen mit koinzidenten Begleitteilchen möglich ist.

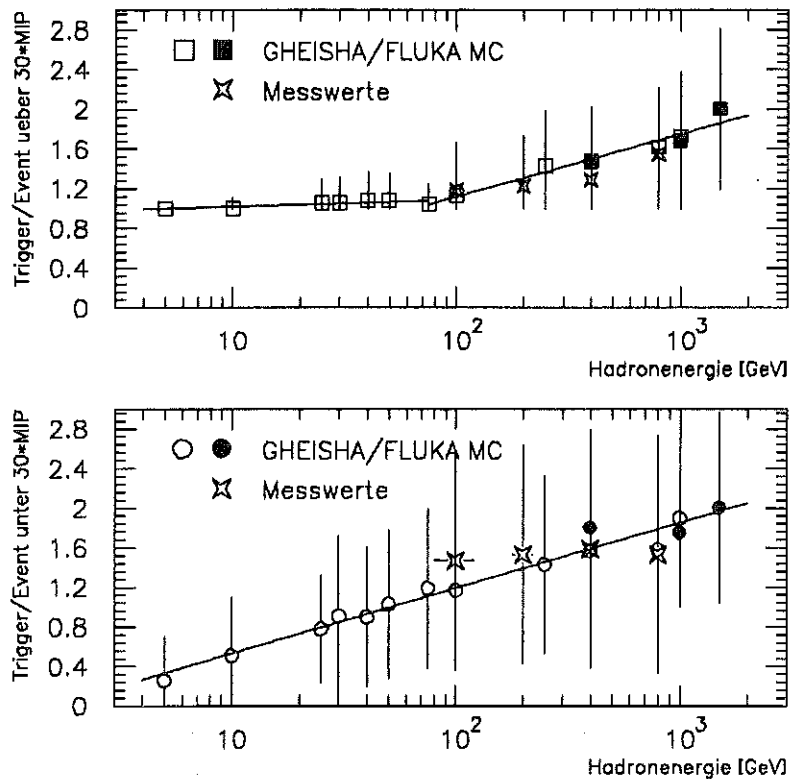


Abbildung 3.16: Mittlere Anzahl der durch ein einzelnes Hadron ausgelösten Triggerzähler. Das obere Bild zeigt als Funktion der Hadronenergie die mittlere Anzahl von Triggerzählern, die beim Auftreffen eines einzelnen Hadrons auf das Prototypkalorimeter über der geforderten 30-fachen Myonschwelle ansprechen. Im unteren Bild ist die mittlere Anzahl von Triggerzählern aufgetragen, die zusätzlich in der einfachen Myonschwelle ansprechen.

Abbildung 3.16 zeigt die Ergebnisse der Simulationen :

- Lediglich bei Hadronenergien von weniger als 100 GeV kann davon ausgegangen werden, daß nur ein Triggerzähler in der hohen Schwelle ausgelöst wird; oberhalb dieser Energieschwelle steigt die Anzahl der auslösenden Triggerzähler an. Die einzelnen simulierten Ereignisse zeigen auch, daß im Fall von mehreren ausgelösten Triggerzählern diese nicht direkt nebeneinander liegen müssen.
- Zusätzlich können bereits bei niedrigen Hadronenergien durch niederenergetische Schauerteilchen, wie z.B. Neutronen, die von der Schauerachse weggestreut oder zurückgestreut werden, außer den Triggerzählern in der hohen Schwelle weitere Triggerzähler in der niederen Schwelle ansprechen. Auch diese können weit entfernt von dem(den) auslösenden Triggerzähler(n) liegen.

Selbst mehrere, auch voneinander getrennte Triggerzähler in der hohen Schwelle sind also kein geeignetes Merkmal zur Selektion von Ereignissen mit koinzidenten Begleitteilchen.

Andererseits ist auch ein Triggermuster mit nur einem Triggerzähler über der Auslöseschwelle keine eindeutige Signatur für ein unbegleitetes Hadron. Abbildung 3.17 zeigt die Wahrscheinlichkeit, daß zwei koinzidente Hadronen der Energien $E_{(Hadron1)}$ und $E_{(Hadron2)}$ unabhängig voneinander im Triggersystem die Datenerfassung auslösen. Dargestellt ist das Produkt der aus Abbildung 3.14 ablesbaren Triggerwahrscheinlichkeiten für die einzelnen Teilchen. Bei Energien bis etwa 100 GeV pro Hadron, bei denen jedes Hadron nur einen Triggerzähler auslöst und das Triggermuster also eine Erkennung ermöglichen würde, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit nur klein. Selbst bei zwei Hadronen mit Energien von jeweils 1 TeV löst in etwa 30 % aller Fälle nur eines die Datenerfassung aus, das zweite Hadron läßt lediglich einen Trigger in der niederen Schwelle ansprechen. Dieser ist jedoch nicht von den Triggerzählern unterscheidbar, die von dem ersten Hadron in der niederen Schwelle ausgelöst werden.

Eine eindeutige Erkennung und Selektion koinzidenter Begleitteilchen mit dem Triggersystem ist daher nicht möglich. Das Triggersystem ermöglicht es jedoch, Bereiche im Kalorimeter einzugrenzen, in denen nach hadronischen Schauern gesucht werden muß. Eine Selektion von Ereignissen mit koinzidenten Begleitteilchen ist erst durch die Rekonstruktion eines zweiten Teilchenschauers im Kalorimeter möglich.

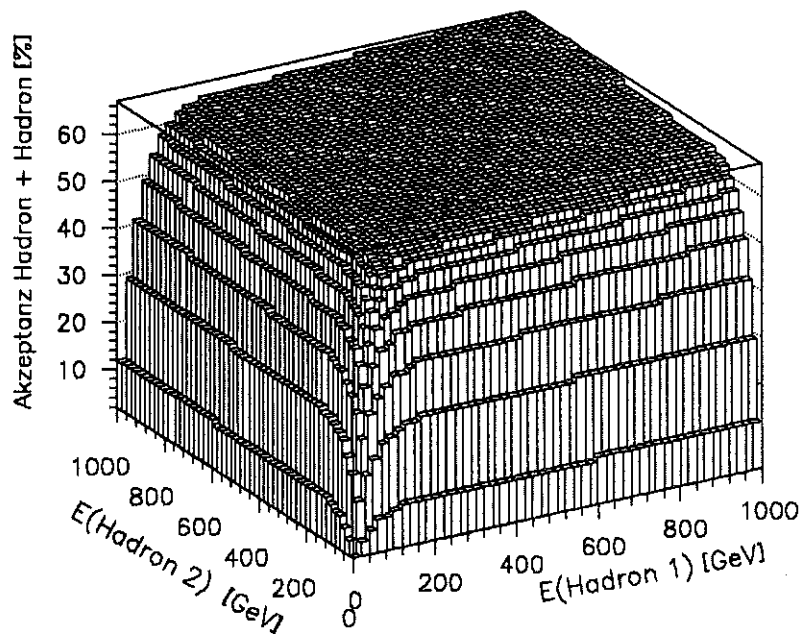


Abbildung 3.17: Akzeptanz des Triggersystems für koinzidente Hadronen.

Kapitel 4

Datenanalyse und Ergebnisse

Mit dem Prototypkalorimeter wurden in zwei Meßperioden Daten aufgezeichnet. In der ersten Meßperiode waren die beiden untersten Detektorebenen nicht mit TMS-Kammern bestückt. Um alle Daten gleich behandeln zu können, wurde daher bei allen Analysen nur die Information aus den oberen fünf Detektorebenen verwendet.

Die Analyse der Daten findet auf dem IBM3090 Großrechner des Kernforschungszentrums statt. Sie unterteilt sich in vier Teile :

- Analyse der Triggersignale.
- Aufbereitung der Kalorimeterdaten :
 1. Korrektur elektronischer Effekte.
 2. Umeichung der digitalen Kalorimeterdaten in deponierte Energie.
 3. Korrektur instabiler und defekter Kanäle.
- Rekonstruktion der räumlichen Lage von hadronischen Teilenschauern im Prototypkalorimeter.
- Bestimmung der Primärenergie des Hadrons.

4.1 Analyse der Triggersignale

Aus dem aufgezeichneten Triggermuster wird bestimmt, welche Zähler die Auslöseschwelle überschritten und welche Triggerzähler zusätzlich in der niederen Schwelle angesprochen haben.

Ein geringer Prozentsatz von Ereignissen, bei denen entweder kein (0.144%) oder mehr als vier Trigger (0.038%) über der Auslöseschwelle ermittelt werden, wird sofort verworfen.

Für jeden Triggerzähler über der Auslöseschwelle wird aus der Zeit-Information der erwartete Durchgangsort des Teilchens festgelegt und bestimmt, welches der in Abbildung 4.1 dargestellten Triggermuster erfüllt ist. Mit der Triggerinformation werden Bereiche im

	'B'	'C'	'D'	'E'	'F'	'G'	
Triggermuster, die auf ein Hadron hindeuten		●	oder		●		1a: 1 Trigger über der Schwelle.
	●	●	oder		●		1b: 2 Trigger nebeneinander über der Schwelle. TDC-Werte passen zusammen.
	●	●	oder	●●			1c: 3 Trigger nebeneinander über der Schwelle. TDC-Werte passen.
Triggermuster, die auf zwei Hadronen hindeuten	●			●			2a: 2 einzelne Trigger über der Schwelle
		●	oder		●		2b: 2 Trigger nebeneinander über der Schwelle. TDC-Werte passen nicht zusammen.
	●				●	●	2c: 3 Trigger über der Schwelle, davon 2 nebeneinander mit passenden TDC-Werten.
			●		●		2d: 3 Trigger nebeneinander über der Schwelle. Bei 2 Triggern nebeneinander passen die TDC-Werte.
	●				●	●	2e: 2 x 2 Trigger nebeneinander mit passenden TDC-Werten.

Abbildung 4.1: Akzeptierte Triggermuster. Die schraffierten Bereiche stellen schematisch die Auftrefffläche eines hadronischen Schauers auf der Triggerebene dar.

Kalorimeter definiert, in denen hadronische Teilchenschauer vermutet werden. Die akzeptierten Triggermuster stellen sicher, daß neben einzelnen Hadronen (Muster 1 a,b,c) auch alle Ereignisse akzeptiert werden, bei denen zwei Teilchen auf das Prototypkalorimeter treffen und unabhängig voneinander die Datenerfassung auslösen.

Die Triggermuster sind jedoch nicht eindeutig. In den Triggermustern, die als ein Hadron interpretiert werden, sind daher auch die Möglichkeiten eingezeichnet, in denen zwei Teilchen als unbegleitetes Hadron fehlinterpretiert werden.

Die Möglichkeit, daß das Triggermuster fehlinterpretiert oder ein koinzidentes Teilchen im Triggersystem nicht erkannt wird (siehe Abschnitt 3.3.7), muß daher bei der Schauerrekonstruktion berücksichtigt werden.

4.2 Aufbereitung der Kalorimeterdaten

Korrektur auf elektronische Effekte und physikalische Kalibration

Durch die unterschiedlichen physikalischen Parameter der einzelnen Ionisationskammern und die individuellen Kalibrationskonstanten der Elektronik sind die Daten der einzelnen Ionisationskammern erst nach der Umrechnung in deponierte Energie miteinander vergleichbar. Diese Umrechnung ist im Detail in Anhang F beschrieben.

Korrektur instabiler und defekter Kanäle

Vor der Rekonstruktion von Teilchenschauern werden zwei Arten von fehlerhaften Kanälen korrigiert :

- Bei **instabilen Kanälen** tritt zeitweise verstärktes, hochspannungsbedingtes Rauschen auf, welches hohe Energiedepositionen im Kalorimeter vortäuscht. Da die Algorithmen zur Spursuche darauf basieren, daß hohe Kammersignale das Aufschauern eines Hadrons im Kalorimeter anzeigen, sind diese spannungsunstabilen Kanäle besonders störend :
 - a. Tritt ein instabiler Kanal in der Nähe eines hadronischen Schauers auf, kann dies zu einer falschen Rekonstruktion der Schauerachse führen. Beim Vergleich der Durchstoßpunkte durch die Triggerebene, die in der Spurrekonstruktion und unabhängig davon in der Analyse der Triggersignale errechnet werden, kann diese Fehllage dazu führen, daß das Ereignis verworfen wird.
 - b. Instabile Kanäle verfälschen die Energiesumme im Kalorimeter und täuschen eventuell das Vorhandensein weiterer hadronischer Teilchen vor.

Die Korrektur wird dadurch erschwert, daß die verwendeten Verstärker bei einer Energiedeposition von ca. 400 MeV/Kanal übersteuern und sättigen. Das meßbare Signal ist dann identisch mit dem eines instabilen Kanals. Instabile Kanäle und gesättigte Kanäle innerhalb eines Hadronschauers lassen sich jedoch anhand der direkt angrenzenden Kanäle unterscheiden: Bei einem Übersteuern innerhalb eines Hadronschauers zeigen diese in der Summe deutlich höhere Signale als bei einem instabilen Kanal.

Die Anzahl instabiler Kanäle beträgt etwa 1 - 2 %. Sie werden ereignisweise auf das mittlere Signal der umgebenden Kanäle korrigiert.

- Liegt ein **defekter Kanal** innerhalb eines hadronischen Schauers, so verfälscht er die rekonstruierte Energiesumme und verschlechtert dadurch die Energieauflösung des Detektors. Die Anzahl defekter Kanäle beträgt etwa 2 %. Ihnen wird der Mittelwert der unmittelbar benachbarten Kanäle zugewiesen.

4.3 Rekonstruktion von Hadronschauern im Prototypkalorimeter

Eine hadronische Teilchenkaskade erreicht eine laterale Ausdehnung, deren Radius etwa einer nuklearen Wechselwirkungslänge im Absorbermaterial entspricht. Im Fall des Prototypkalorimeters sind dies ungefähr 20 cm. Dadurch verteilt sich die in den aktiven Detektorebenen deponierte Energie in der Regel über mehrere Kanäle.

Das Erscheinungsbild eines einzelnen hadronischen Schauers schwankt durch die intrinsischen Fluktuationen der Schauerentwicklung beträchtlich. Dies betrifft sowohl die longitudinale Entwicklung des Schauers, d.h. die in den einzelnen Detektorlagen

deponierte Energie, als auch die laterale Schauerentwicklung, d.h. die Zahl der Kanäle, die in einer Detektorebene vom Schauer getroffen werden sowie die Energieverteilung auf diese Kanäle.

Ziel der Schauerrekonstruktion ist es, diese stark fluktuierenden Hadronschauer zu erkennen und aus den in den Detektorlagen flächig verteilten Signalen die Richtung der Schauerachse und damit die Richtung der Flugbahn des auslösenden Hadrons sowie dessen Energie zu bestimmen. Die Rekonstruktionsmethode wurde nach folgenden Aspekten optimiert :

- Die Erkennung hadronischer Schauer soll aufgrund möglichst einfacher Kriterien erfolgen, die unabhängig von dem stark fluktuierenden Erscheinungsbild sind.
- Myonen und Elektronen sollen trotz der einfachen Kriterien, mit denen Hadronen erkannt werden, effizient verworfen werden.

”Clustern” der Energiedepositionen

Die Energiedepositionen innerhalb jeder Detektorlage werden zunächst ”geclustert”. Bei dem verwendeten Algorithmus [ALT90] handelt es sich um die Nachbildung eines einfachen neuronalen Netzes, welches bewirkt, daß Energiedepositionen direkt benachbarte Energiedepositionen sukzessive in sich aufnehmen, sofern diese kleiner sind. Das Clustern der Daten bewirkt, daß die flächig verteilte Energie eines Schauers in einem ”Energiecluster” konzentriert wird, wodurch sie sich deutlicher vom Rauschen der umgebenden Ionisationskammern abhebt. In einem Beispiel ist das Clustern der Energiedepositionen in Abbildung 4.2 dargestellt. Fluktuationen in der lateralen Schauerentwicklung sind nach dem Clustern der Daten nicht mehr erkennbar. Die Koordinaten eines Energieclusters sind nicht identisch mit dem Schwerpunkt der ursprünglichen Energieverteilung. Sie können von diesen um die Breite einer Elektrode (25 cm) abweichen.

Durch das elektronische Rauschen der Ionisationskammern bilden sich zusätzlich zu den durch das schauernde Teilchen erzeugten Energieclustern im Mittel etwa 80 ”Rauschcluster”, deren mittlere Energie bei 2.5 ± 1.7 MeV liegt. Für die weitere Analyse werden daher nur Cluster mit einer Energie von mehr als 5 MeV verwendet. Dadurch verringert sich die Zahl der verbleibenden Rauschcluster auf 5 - 10 pro Ereignis.

Mustererkennung von Hadronschauern

Hadronschauer werden zunächst im Bereich der Triggerzähler gesucht, die die Auslöseschwelle überschritten haben. Da die größte Energiedeposition mit dem Durchgangsort eines aufschauern Teilchens korreliert sein sollte, wird innerhalb eines solchen Bereiches der größte Energiecluster jeder Detektorebene, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, auf die XZ- und YZ-Ebenen des Kalorimeters projiziert. Ein Hadronschauer wird dadurch auf zwei einfache ”Ereignismuster” reduziert, in denen sowohl longitudinale als auch laterale Schauerfluktuationen nicht mehr erkennbar sind.

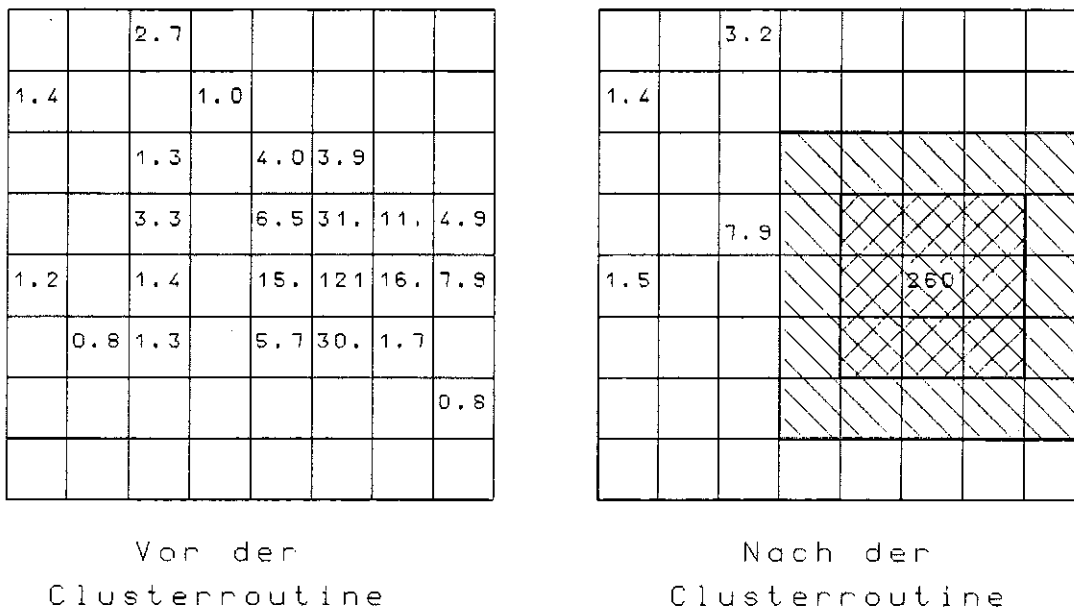


Abbildung 4.2: **Beispiel für das Clustern der Energiedepositionen.** Dargestellt ist ein Ausschnitt aus einer Detektorlage vor und nach dem Clustern der Energiedepositionen. Die Zahlen geben die in einem elektronischen Kanal gemessene Energie in MeV an. Die im rechten Bild dargestellten rechts- bzw. linksschraffierten Bereiche überdecken die 8 bzw. 24 Kanäle, die um einen Energiecluster herum zum Schauer dazugerechnet werden.

Damit ein Ereignis als hadronischer Schauer akzeptiert wird, wird verlangt, daß folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. In fünf Detektorlagen müssen mindestens vier Energiecluster gefunden werden.
2. Geometrisch darf die Position der Energiecluster von einer Detektorebene zu einer nächsttieferen maximal um einen Kanal in jede Richtung abweichen.
3. Kein einzelner Energiecluster innerhalb eines akzeptierten Ereignismusters darf mehr als 80 % der Energiesumme aller Cluster haben.

Die Erkennung eines hadronischen Schauers reduziert sich auf diese Weise auf den Vergleich der beiden projizierten Ereignismuster mit wenigen Sollmustern, die alle möglichen Kombinationen von vier und fünf Energieclustern in fünf Detektorlagen abdecken.

Bestimmung der Schauerachse

Paßt ein Ereignismuster zu einem Sollmuster, so wird um jeden Energiecluster ein Bereich definiert, der die umliegenden 8 bzw. 24 Kanäle einschließt. Aus den ungeclusterten Energiedepositionen innerhalb dieser Bereiche wird in jeder Detektorebene der Schwerpunkt der Energieverteilung berechnet. Durch die Energieschwerpunkte wird dann eine energiegewichtete räumliche Ausgleichsgerade gelegt, die die endgültige Schauerachse darstellt.

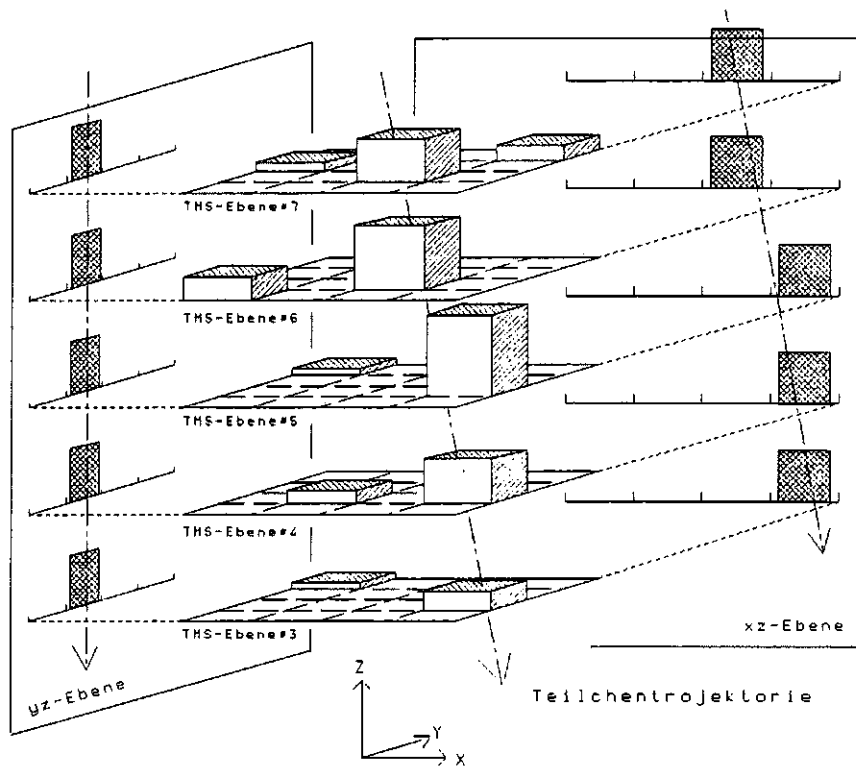


Abbildung 4.3: Mustererkennung von Hadronschauern.

Die Energiegewichtung stellt sicher, daß die Lage der Schauerachse durch die höchsten Energiecluster bestimmt wird. Stimmt der rückgerechnete Durchstoßpunkt der Schauerachse durch die Triggerebene mit dem aus der Analyse der Triggerdaten berechneten Durchstoßpunkt überein, wird das Ereignis als hadronischer Schauer akzeptiert. In jeder Detektorlage werden dann die 9 bzw. 25 Kanäle (1 Pad bzw. 2 Pads "Sammelradius"), die um den Durchstoßpunkt dieser Schauerachse liegen, als zum Hadronschauer gehörend angenommen und die Lage und die Energie dieser Kanäle gespeichert.

Rekonstruktion von koinzidenten Hadronen

Liefert die Analyse der Triggersignale einen Hinweis darauf, daß mehr als ein Teilchen auf das Kalorimeter getroffen ist, werden die Kanäle, die zum bereits gefundenen Hadronschauer gehören, aus dem Ereignis entfernt und in dem verbleibenden Ereignis nach einem begleitenden Teilchen gesucht.

Um die Möglichkeit zu berücksichtigen, daß ein koinzidentes Hadron im Triggersystem nicht erkannt oder das Triggermuster falsch interpretiert wurde, wird, nachdem alle Suchbereiche im Kalorimeter bearbeitet wurden, im gesamten Kalorimetervolumen noch einmal nach weiteren Hadronschauern gesucht.

4.3.1 Akzeptanz der Mustererkennung

Die Akzeptanz der oben beschriebenen Mustererkennung wurde mit dem GEANT 3.14 Programm simuliert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 als Funktion der Teilchenenergie für Protonen, Pionen und Myonen gezeigt.

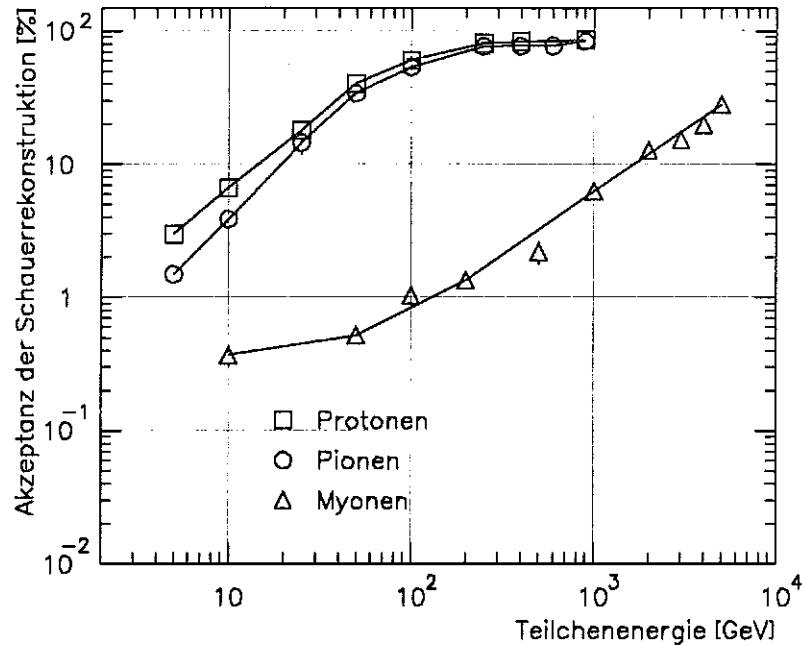


Abbildung 4.4: Akzeptanz der Mustererkennung für Hadronen und Myonen.

Die Akzeptanz für Elektronen ist für Teilchenenergien bis 1 TeV kleiner als 0.1 % und wurde deshalb nicht dargestellt.

Die Simulation ergibt, daß hadronische Schauer durch die Mustererkennung effizient selektiert werden. Die Akzeptanz für Hadronen liegt bereits bei einer Teilchenenergie von 100 GeV bei über 60 % ; sie sättigt bei etwa 80 % aufgrund der geforderten Mindestzahl von vier Energieclustern und Akzeptanzverlusten im Randbereich des Kalorimeters. Wie bei der Triggerakzeptanz wurde aus den Proton- und Pionakzeptanzen unter Verwendung des in Anhang E dargestellten Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses eine mittlere Hadronakzeptanz der Mustererkennung berechnet.

Orts- und Zenitwinkelabhängigkeiten der Mustererkennung wurden von M. Föller [FÖL93] untersucht.

Unterdrückung von elektron- und myongetriggerten Ereignissen durch die Mustererkennung

Ereignisse, bei denen das Triggersystem trotz der hohen Auslöseschwelle durch Elektronen und Myonen ausgelöst wurde, werden durch die Mustererkennung verworfen.

Die Simulation ergab, daß Elektronen bis zu einer Teilchenenergie von 1 TeV vollständig herausgefiltert werden. Die Akzeptanz der Mustererkennung ist kleiner als 0.1 % und wurde daher in Abbildung 4.4 nicht eingezeichnet. Aufgrund der geringen Triggerrate von Elektronen (siehe Abschnitt 3.3.6) und der minimalen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit kann davon ausgegangen werden, daß im rekonstruierten Flußspektrum unbegleiteter Hadronen keine mißidentifizierten Elektronen enthalten sind.

Bei niederenergetischen Myonen führt das Detektorrauschen zu einer Erhöhung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit, indem ein fehlender Energiecluster durch einen zufällig passenden Rauschcluster ersetzt wird. Oberhalb der kritischen Energie¹ erzeugen Myonen durch die zunehmenden Strahlungsverluste auch selbst Ereignismuster, die als hadronischer Schauer mißidentifiziert werden. Dadurch verringert sich die Unterdrückung von Myonen gegenüber Hadronen im TeV-Bereich auf etwa einen Faktor 10.

Die unter Verwendung der differentiellen Teilchenflüsse und Berücksichtigung der simulierten Akzeptanzen von Triggersystem und Mustererkennung berechneten differentiellen Rekonstruktionsraten für Myonen und Hadronen sind in Abbildung 4.5 gezeigt.

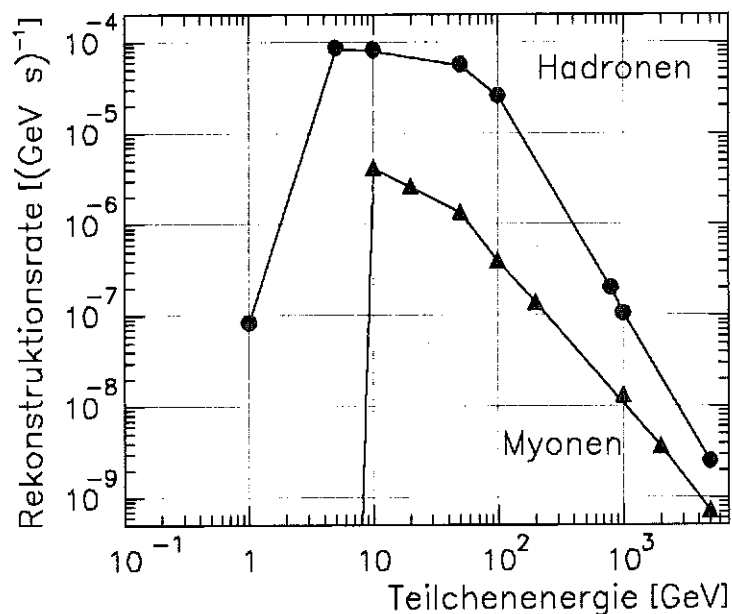


Abbildung 4.5: Differentielle Rekonstruktionsrate von Hadronen und Myonen. Unterhalb einer Energie von 10 GeV lösen Myonen das Triggersystem nicht mehr aus, siehe Abbildung 3.14.

Aufgetragen ist die Rate, mit der Myonen und Hadronen vollständig rekonstruiert werden, d.h ein Triggersignal und einen meßbaren Teilchenschauer erzeugen. Der differentielle Myonfluß wurde wiederum Allkofer et al. [ALL84] entnommen, der auf das Prototypkalorimeter fallende Hadronfluß wurde Publikationen von Diggory et al. [DIG74]

¹Der Energieverlust durch direkte Paarerzeugung gleicht dem durch Ionisation etwa bei 550 GeV, der durch Bremsstrahlung bei etwa 900 GeV.

bzw. Ashton und Saleh [ASH75] entnommen. Durch die Auswahlkriterien werden bis zu einer Teilchenenergie von 500 GeV Myonen gegenüber Hadronen etwa um einen Faktor 20 - 30 unterdrückt. Für höhere Energien wird die Unterdrückung von Myonen jedoch zunehmend schlechter. Dadurch kommt es im gemessenen Energiespektrum unbegleiteter Hadronen zu einer Beimischung von Myonen, die als Hadron fehlrekonstruiert wurden.

Einfluß von mißidentifizierten Myonen auf das gemessene Flußspektrum unbegleiteter Hadronen

Welche Hadronenergien diese fehlinterpretierten Myonen vortäuschen, ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Dargestellt ist die Rate, mit der Myonen im Energiebereich zwischen 10 GeV und 10 TeV Hadronen mit Energien zwischen 3 GeV und 10 TeV vortäuschen. Zum Vergleich sind die Raten eingezeichnet, mit denen die unbegleiteten Hadronen rekonstruiert werden.

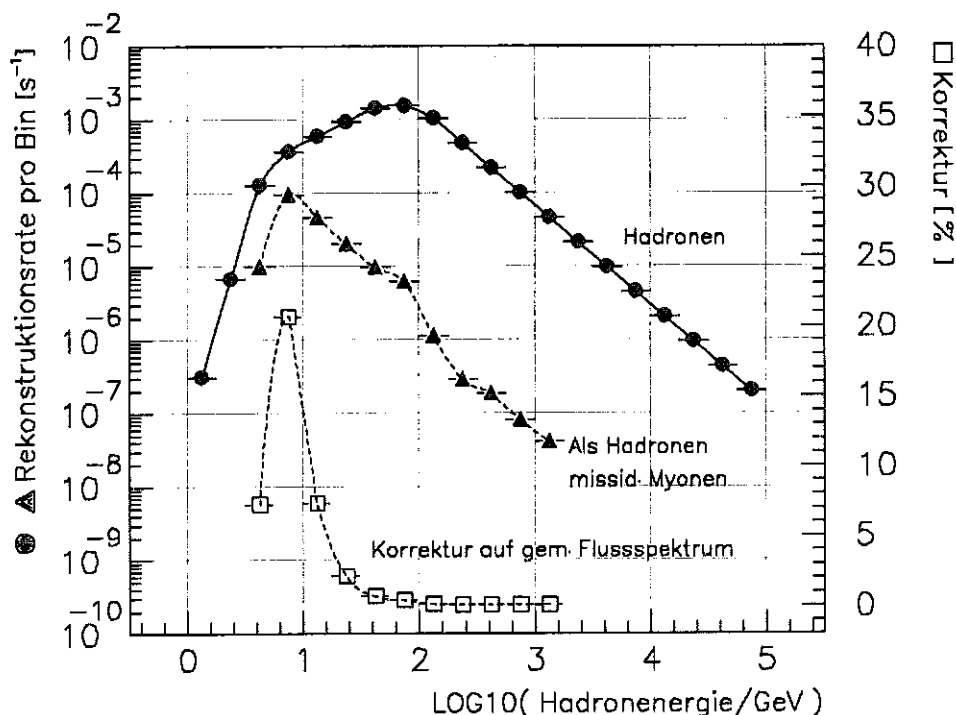


Abbildung 4.6: Rekonstruktionsrate unbegleiteter Hadronen und mißidentifizierter Myonen.

Abbildung 4.6 verdeutlicht, daß durch Myonen Hadronen im gesamten Energiebereich zwischen 3 GeV und 1 TeV vorgetäuscht werden können. Für Energien von mehr als 100 GeV ist die Rate der als Hadronen mißidentifizierter Myonen weniger als 1 Promille der tatsächlichen Rekonstruktionsrate für unbegleitete Hadronen. Oberhalb von 100 GeV Hadronenergie kann daher davon ausgegangen werden, daß der Anteil mißidentifizierter Myonen im Energiespektrum unbegleiteter Hadronen vernachlässigbar klein ist.

Lediglich bei Hadronenergien zwischen 5 GeV und 100 GeV ist die Rate der mißidentifizierten Myonen so groß, daß das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen korrigiert werden muß. Die Größe der notwendigen Korrekturen ist ebenfalls in Abbildung 4.6 eingezeichnet.

4.3.2 Orts-, Winkel- und Energierekonstruktion als Test der Schauerrekonstruktion

Mit simulierten Hadronschauern wurde untersucht, wie gut der Auftreffort und der Einfallswinkel eines Teilchens auf der Oberfläche des Kalorimeters als Funktion der Hadronenergie rekonstruiert werden können. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 zusammengefaßt.

In Teilbild a.) ist getrennt für beide Koordinaten die Unsicherheit in der Ortsbestimmung im Einzelereignis, d.h. die Ortsauflösung der Hadronerkennung dargestellt. Sie verbessert sich mit zunehmender Hadronenergie von etwa 10 cm bei 50 GeV auf etwa 4 cm bei 3 TeV. Dementsprechend verbessert sich der in Teilbild b.) dargestellte mittlere Abstand zwischen rekonstruiertem und simuliertem Auftreffpunkt ebenfalls mit der Hadronenergie von etwa 15 cm bei 50 GeV auf etwa 8 cm oberhalb einer Hadronenergie von 1 TeV.

Teilbild c.) zeigt den mittleren Winkel zwischen der rekonstruierten und der simulierten Schauerachse. Dieser nimmt mit zunehmender Energie von etwa 12° bei 50 GeV bis auf etwa 3° oberhalb einer Energie von 1 TeV ab.

Mit simulierten Schauern wurde ebenfalls untersucht, wie groß der Anteil der Schauerenergie ist, der bei der Schauerrekonstruktion wiedergefunden wird. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 als Funktion der Teilchenenergie und des Sammelradius dargestellt. Oberhalb einer Hadronenergie von 400 GeV ist dieser Anteil nahezu konstant und liegt mit dem größeren Sammelradius bei ca. 99 % gegenüber 93 % mit dem kleineren Sammelradius. Unterhalb von 400 GeV Teilchenenergie ist in beiden Fällen eine Abnahme des Anteils feststellbar. Diese Abnahme kann dadurch erklärt werden, daß, wie in Abbildung 4.7 gezeigt, die Unsicherheiten in der Schauerrekonstruktion und damit die räumliche Fehllage der rekonstruierten Schauerachse mit abnehmender Hadronenergie größer werden. Durch eine solche Fehllage geht ein Teil der Schauerenergie bei der Rekonstruktion verloren. Wie erwartet, ist die Abnahme bei dem größeren Sammelradius daher auch weniger deutlich ausgeprägt.

Durch die geringe Anzahl von Sollmustern, mit denen ein Ereignis verglichen werden muß und dadurch, daß zur Bestimmung der Schauerachse kein iteratives Optimierungsverfahren verwendet wird, ist die entwickelte Methode der Schauerrekonstruktion sehr schnell. In einer Sekunde Rechenzeit können etwa 25 Ereignisse vollständig analysiert werden.

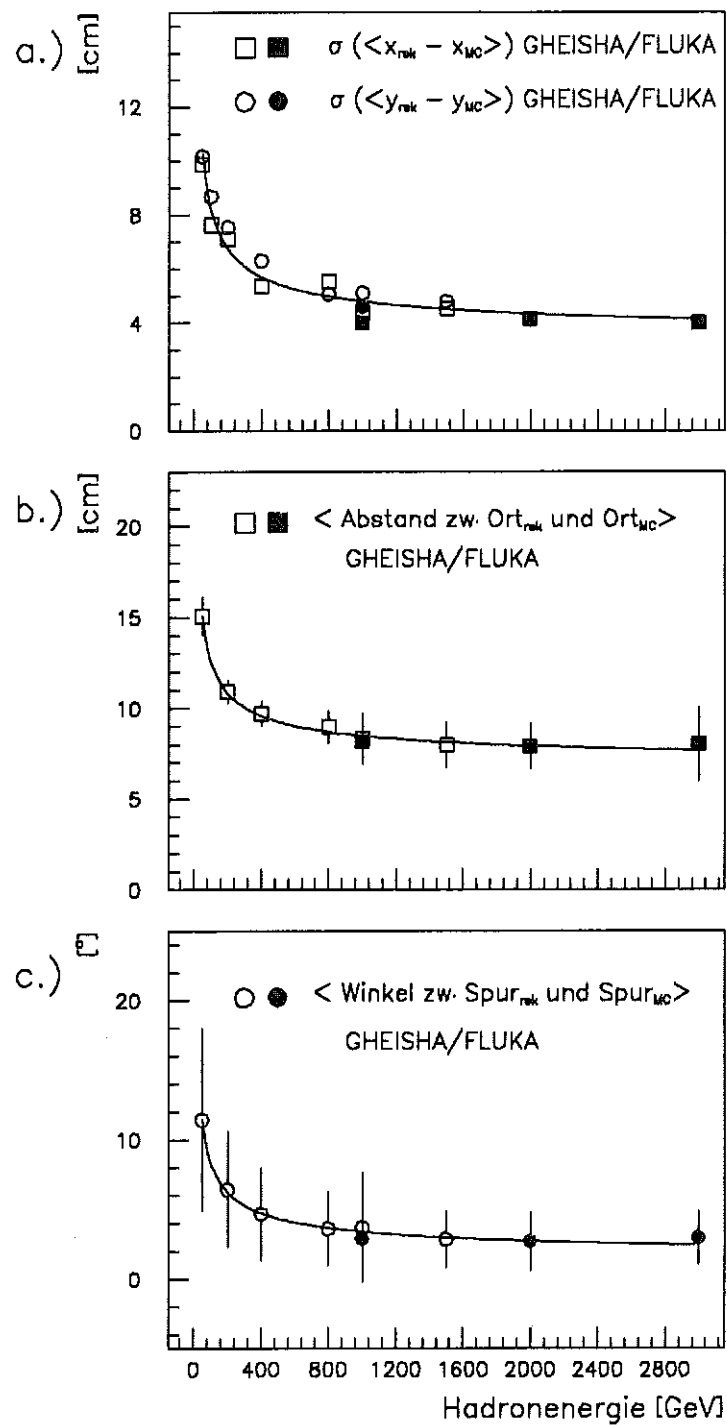


Abbildung 4.7: Test der Schauerrekonstruktion. Der Einschuss der Teilchen erfolgte bei der Simulation senkrecht auf die Oberfläche des Detektors.

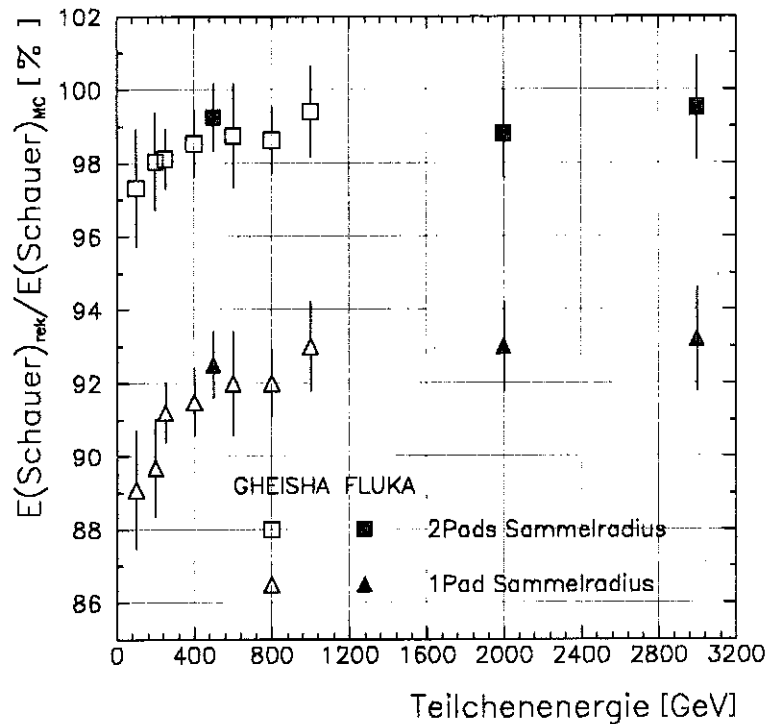


Abbildung 4.8: Prozentualer Anteil der rekonstruierten Schauerenergie.

4.4 Räumliche Trennung von Hadronen

Zur Bestimmung des Energiespektrums unbegleiteter Hadronen werden aus den Daten diejenigen Ereignisse selektiert, bei denen kein weiterer Teilchenschauer gefunden wird. Der minimale Abstand, den zwei Hadronenschauer haben müssen, um bei der Schauerrekonstruktion erkannt zu werden, hängt dabei vom Sammelradius ab. Abbildung 4.9 zeigt die Abstände von rekonstruierten koinzidenten Hadronschauern im Prototypkalorimeter für ein Pad und für zwei Pads Sammelradius. Mit dem größeren Sammelradius werden Hadronen ab einem Abstand von 90 cm gefunden, mit dem kleineren Sammelradius ab etwa 40 cm, also dem Zweifachen der mittleren Wechselwirkungslänge für Hadronen im Prototypkalorimeter. Für die Bestimmung des Energiespektrums unbegleiteter Hadronen wurden daher alle Daten sowohl mit einem Pad als auch mit zwei Pads Sammelradius analysiert. Ein Hadronschauer, der mit zwei Pads Sammelradius rekonstruiert wurde, wird nur dann für die Berechnung des Flußspektrums verwendet, wenn bei der parallelen Analyse mit kleinerem Sammelradius kein koinzidenter Teilchenschauer im Kalorimeter rekonstruiert werden konnte. Hadronschauer mit einem Abstand unter 40 cm werden zu einem Hadronschauer zusammengefaßt, da hier eine sichere Trennung auch mit dem kleineren Sammelradius nicht mehr möglich ist.

Abbildung 4.10 zeigt ein Ereignis mit zwei rekonstruierten, deutlich getrennten Hadronschauern.

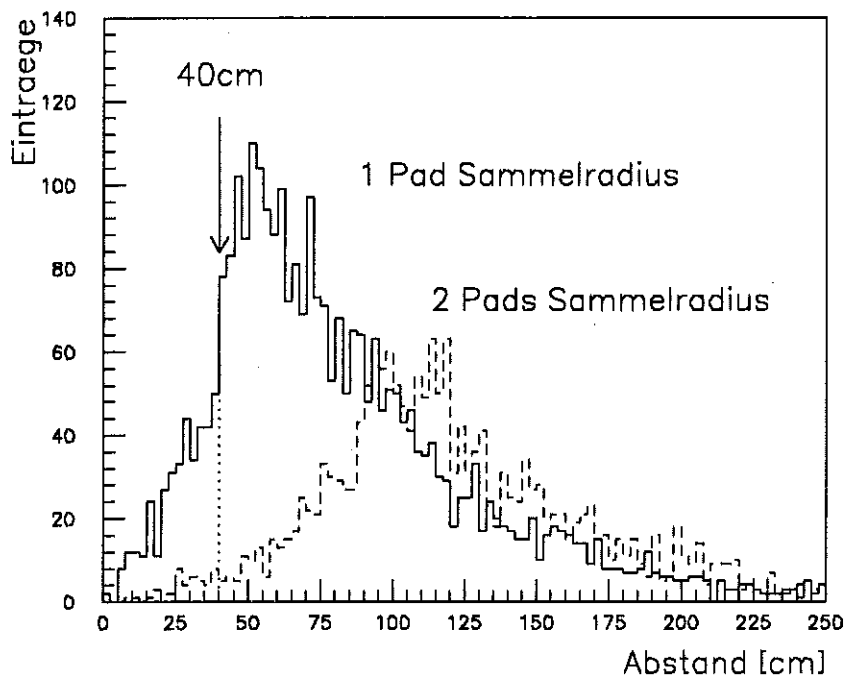


Abbildung 4.9: Abstand zwischen Doppelhadronen im Prototypkalorimeter.

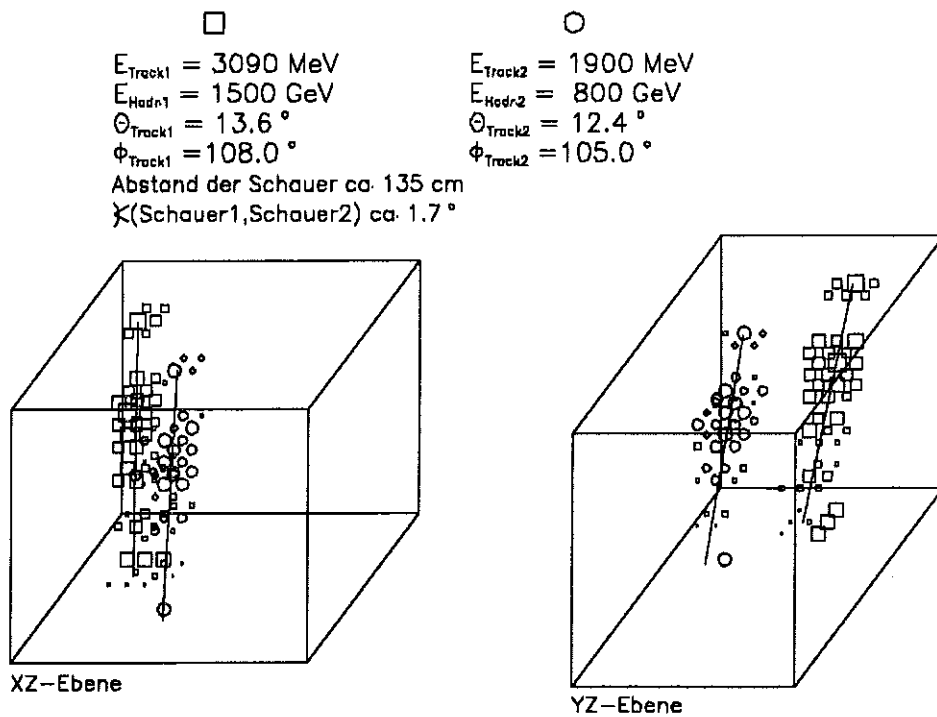


Abbildung 4.10: Rekonstruiertes Doppelhadronereignis.

4.4.1 Test der Trennung von Einzel- und Doppelhadronereignissen

Wie effizient die Selektion von Einzel- und Doppelhadronereignissen ist, zeigen die beiden folgenden Abbildungen 4.11 und 4.12. In Abbildung 4.11 ist für etwa 10000 rekonstruierte Einzelhadronereignisse die Energie im Kalorimeter gegen die Energie im Schauer aufgetragen. Man erkennt die sehr gute Korrelation zwischen beiden Größen, d.h. die gesamte im Kalorimeter vorhandene Energie wird im rekonstruierten Schauer wiedergefunden. In wenigen Ausnahmen ist im Kalorimeter Energie enthalten, die nicht in der direkten Umgebung des Hadronschauers liegt und diesem nicht zugeordnet werden kann. Es könnte sich dabei um nicht erkanntes elektronisches Rauschen handeln oder um begleitende Strahlung in Form von z.B. Elektronen, die im Kalorimeter nicht erkannt werden können. Der Anteil solcher Ereignisse mit Restenergie in den selektierten Hadronschauern ist minimal. Der Abszissenschnittpunkt der Korrelationsgeraden bei etwa 40 MeV Schauerenergie kommt dadurch zustande, daß die Energiesumme im Kalorimeter vor der Unterdrückung kleiner Kammersignale (siehe Anhang F) berechnet wird, während in den zum Schauer gehörenden Kanälen Detektorsignale unterhalb des Myonsignals unterdrückt werden.

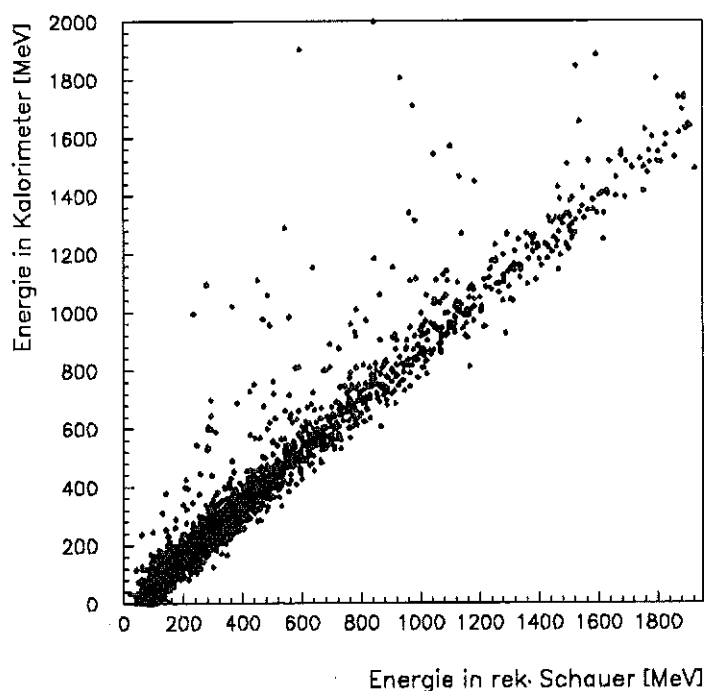


Abbildung 4.11: Energiesumme im Kalorimeter gegen Energie im Schauer eines unbegleiteten Hadrons.

Abbildung 4.12 zeigt für ca. 3000 erkannte Doppelhadronereignisse die Energie im Kalorimeter gegen die Energiesumme der beiden rekonstruierten Schauer. Auch hier ist eine gute Korrelation beider Größen erkennbar. Für die wenigen Ereignisse mit restlicher Energie im Kalorimeter gilt das gleiche wie bei Abbildung 4.11.

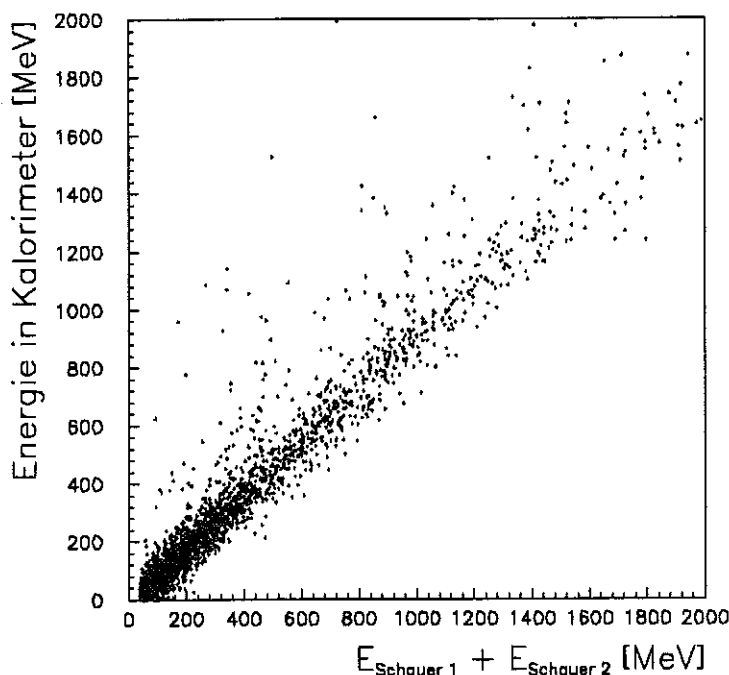


Abbildung 4.12: Energie im Prototypkalorimeter gegen die Energiesumme von Doppelhadronen.

4.5 Bestimmung der Primärenergie eines Hadrons

Zur Bestimmung der Primärenergie eines Hadrons wurden zwei verschiedene Methoden untersucht. Beide basieren auf der detaillierten Simulation hadronischer Schauer im Prototypkalorimeter mit dem Detektorsimulationsprogramm GEANT 3.14 [BRU84]. Unterhalb von 1500 GeV Primärenergie der Hadronen wurde zur Berechnung der hadronischen Wechselwirkungen der Programmcode GHEISHA [FES85] benutzt. Oberhalb von 1500 GeV Hadronenergie ist GHEISHA nicht mehr verlässlich verwendbar. Das liegt daran, daß die Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte und Teilchenmultiplizitäten nur an experimentelle Daten bis etwa 100 GeV angepaßt sind und für höhere Energien extrapoliert werden. Die Multiplizität von Sekundärteilchen in einer Wechselwirkung ist zudem auf 30 beschränkt. Bei hohen Teilchenenergien wird diese Grenze überschritten, was zu systematischen Abweichungen führt [GAB93b]. Daher wurde für diesen Energiebereich GHEISHA durch den Programmcode FLUKA [RAN83] ersetzt.

Um sicherzustellen, daß durch diesen Wechsel keine systematischen Unterschiede in den simulierten Ereignissen entstehen, wurden zwischen 400 GeV und 1500 GeV Hadronenergie beide Programmcodes parallel verwendet. Detektorspezifische Effekte wie longitudinale oder laterale Energieverluste aus dem Kalorimetervolumen sowie das Sättigen der verwendeten Verstärker wurden bei den Simulationen berücksichtigt. Ihr Einfluß auf die Linearität des Prototypkalorimeters wird im folgenden bei der Beschreibung der ersten Methode diskutiert. Wie bei der Festlegung der Schauerachse werden zur Bestimmung der Primärenergie eines Hadrons nur die Daten der oberen fünf Lagen verwendet.

4.5.1 Gewichtete Energiesumme

Bei dieser Methode wird die Primärenergie eines Hadrons aus der Summe der in den oberen fünf TMS-Lagen deponierten Energie bestimmt. Dabei wird eine gewichtete Energiesumme verwendet, bei der die Energiedepositionen in jeder TMS-Ebene mit der Dicke der Absorberschicht bis zur darüberliegenden TMS-Ebene gewichtet werden². Durch die Beschränkung auf die oberen fünf Detektorlagen verringert sich die effektive Dicke des Prototypkalorimeters von $8.8\lambda_0$ auf etwa $5\lambda_0$.

Wie stark sich dieses durch longitudinale Energieverluste auf die Linearität der gewichteten Energiesumme auswirkt, ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

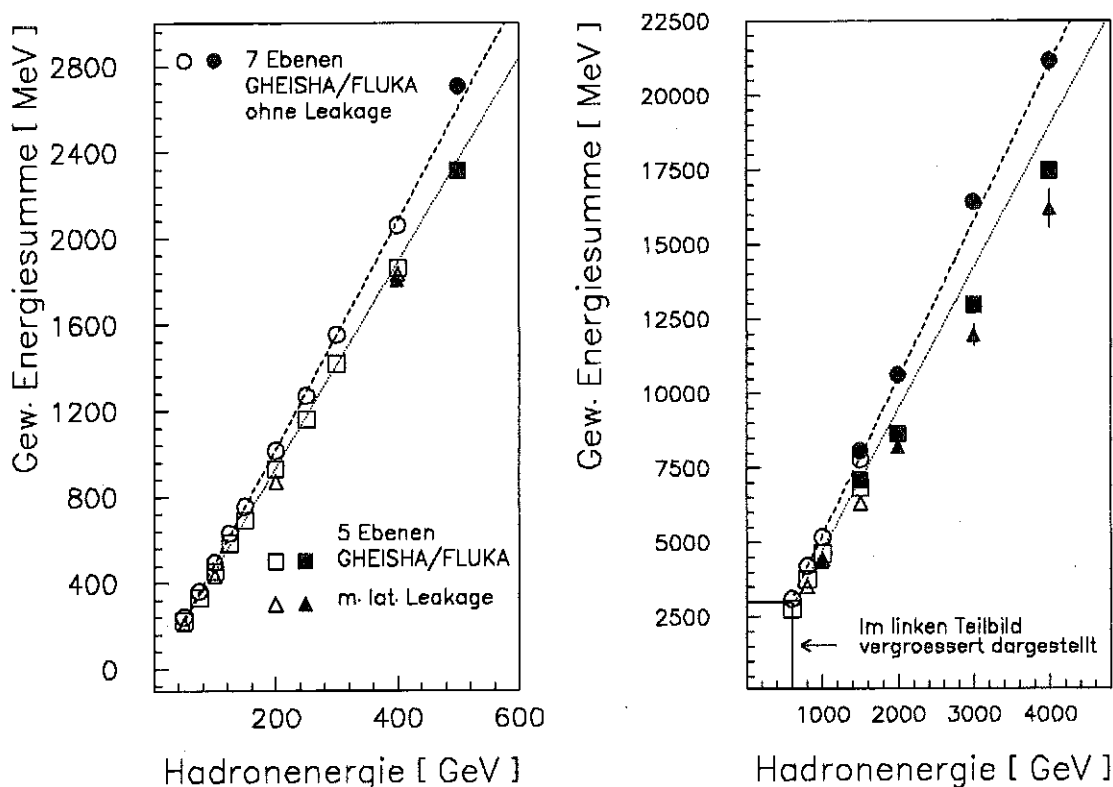


Abbildung 4.13: Gewichtete Energiesumme in 7 bzw. 5 TMS-Ebenen. Der Vergleich beider Energiesummen, zeigt den Einfluß longitudinaler Energieverluste auf die Linearität des Prototypkalorimeters. Der Einfluß lateraler Energieverluste ist ebenfalls dargestellt.

Das linke Teilbild zeigt die gewichtete Energiesumme für sieben bzw. fünf TMS-Ebenen für Hadronenergien bis 600 GeV, im rechten Teilbild ist der Energiebereich bis zu Hadronenergien von 4 TeV ausgedehnt. Bei der Simulation wurden der Auftreffpunkt zentral und die Einfallrichtung senkrecht auf die Kalorimeteroberfläche gewählt. Dadurch wurde sichergestellt, daß keine Energieverluste seitlich aus dem Kalorimeter auftreten.

Wie erwartet, ist die gewichtete Energiesumme in fünf Detektorebenen kleiner als in sieben, jedoch trotz der geringeren Absorberdicke bis zu Hadronenergien von etwa 1 TeV

²Die Gewichte für die Detektorebenen betragen (von oben nach unten) 1.4 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3 : 3.

linear, was durch die gepunktete Gerade angedeutet wird. Erst bei höheren Hadronenergien machen sich die longitudinalen Energieverluste durch ein geringes Abweichen von der Linearität bemerkbar. Für die Messung des Energiespektrums unbegleiteter Hadronen stellt die geringere effektive Absorberdicke also keinen nennenswerten Nachteil dar. Für das KASCADE Zentralkalorimeter zeigt die Simulation, daß zur Messung der Hadronen im Kern eines Luftschauers, die höhere Energien als die unbegleiteten Hadronen haben, mindestens sieben Detektorlagen nötig sind, um die Linearität des Kalorimeters zu garantieren.

Ebenfalls in Abbildung 4.13 dargestellt ist der Einfluß lateraler Energieverluste aus dem Kalorimetervolumen auf die Linearität des Prototypkalorimeters. Bei der Simulation fielen die Hadronen diesmal mit Zenitwinkeln $0^\circ < \Theta < 30^\circ$ auf die gesamte Kalorimeteroberfläche, d.h. auch auf den Randbereich der mit Ionisationskammern bestückten Fläche. Dadurch, daß die Fläche der Triggerebene kleiner ist als die mit Ionisationskammern bestückte Fläche, bleibt ein Hadronenschauer, der das Triggersystem ausgelöst hat, bis zu Hadronenergien von etwa 500 GeV auch dann innerhalb des mit TMS-Kammern bestückten Kalorimeterbereichs enthalten, wenn das Hadron am Rand der Triggerebene auftritt. Erst oberhalb einer Primärenergie von 700 GeV werden laterale Energieverluste bemerkbar. Dadurch weicht die gewichtete Energiesumme zusätzlich von der erwarteten Linearität ab.

Den stärksten Einfluß auf die Linearität des Kalorimeters hat das Sättigen der Verstärker, wenn mehr als 400 MeV Energie innerhalb der Fläche einer Elektrode im TMS deponiert werden. Abbildung 4.14 zeigt die mittlere Anzahl der gesättigten Kanäle in einem Hadronenschauer als Funktion der Energie des primären Hadrons. Abbildung 4.15 zeigt die gewichtete Energiesumme in fünf Lagen, wenn die Sättigung der Verstärker berücksichtigt wird. Sättigende Kanäle treten ab einer Hadronenergie von etwa 500 GeV auf. Dies ist auch in Abbildung 4.15 durch ein massives Abweichen von der Linearität oberhalb einer Hadronenergie von 400 GeV erkennbar.

Abbildung 4.15 verdeutlicht auch die Notwendigkeit zwischen gesättigten und hochspannungsunstabilen Kanälen zu unterscheiden. Findet diese Unterscheidung zwischen beiden Fällen nicht statt und wird jeder gesättigte Kanal auf Null korrigiert, ergibt sich die unterste der dargestellten Kurven, die keine Energiebestimmung mehr erlaubt.

Bei den im KASCADE-Kalorimeter verwendeten Verstärkern treten diese Sättigungseffekte aufgrund ihres größeren dynamischen Bereiches nicht mehr auf. Durch den dickeren Absorber und die neuen Verstärker kann man daher für das KASCADE-Kalorimeter bis zu Hadronenergien von mehr als 10 TeV ein linear ansteigendes Signal erwarten.

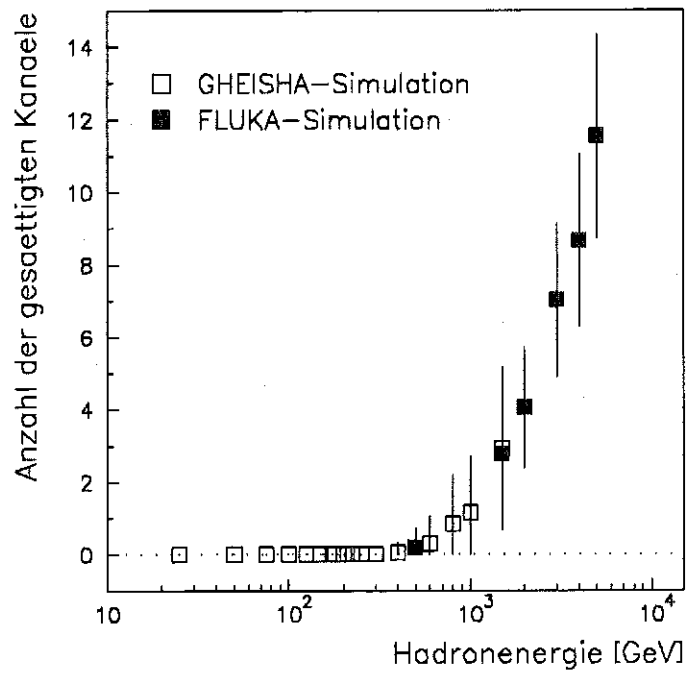


Abbildung 4.14: Mittlere Zahl gesättigter Kanäle in einem Schauer als Funktion der Hadronenergie.

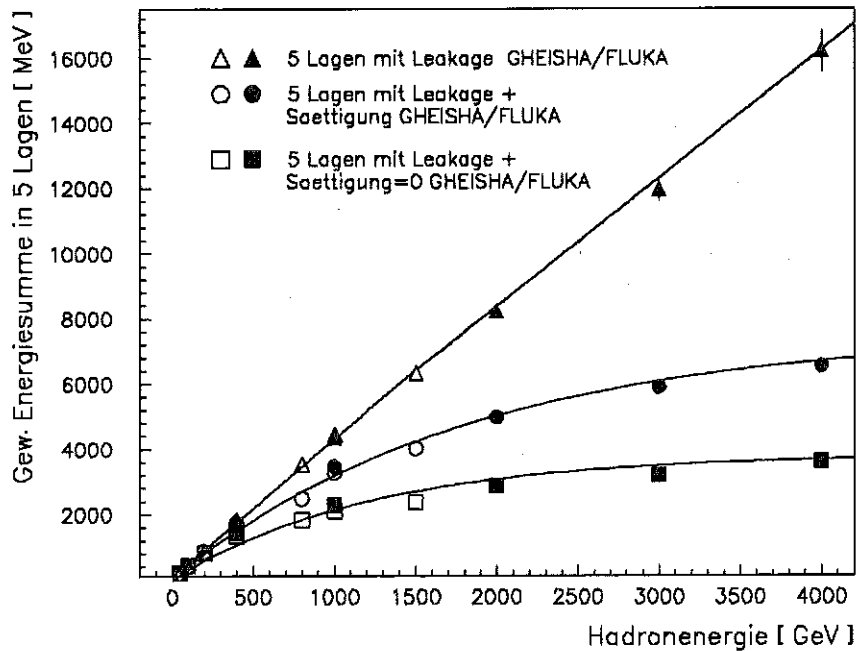


Abbildung 4.15: Einfluß der Sättigung auf die Linearität des Kalorimeters.

4.5.2 Kovarianzmethode

Bei der zweiten untersuchten Methode handelt es sich um eine Kovarianzmethode. Sie stellt einen multidimensionalen Vergleich eines gemessenen Hadronschauers mit simulierten Referenzschauern verschiedener Energie dar. Einem Hadron wird die Energie des Referenzschauers zugeordnet, zu dem der gemessene Schauer am besten paßt.

Dabei werden neben der gewichteten Energiesumme der oberen fünf TMS-Ebenen auch die Energiedepositionen in den einzelnen TMS-Lagen des Kalorimeters und die Korrelationen aller dieser Meßgrößen untereinander dazu verwendet, um auf die Primärenergie eines Hadrons zurückzuschließen. Bei der Kovarianzmethode wird also stärker als bei der konventionellen Methode die Art der Schauerentwicklung berücksichtigt, mit dem Ziel, die Energieauflösung des Kalorimeters zu verbessern [KEW90]. Daß eine gute Energieauflösung im Falle eines steil abfallenden Flußspektrums nötig wird, wird in Abschnitt 4.5.4 gezeigt.

Das mittlere Erscheinungsbild eines simulierten Schauers, welcher durch ein Hadron der Energie E^{Hadron} ausgelöst wurde, wird durch eine Kovarianzmatrix beschrieben, deren Elemente gemäß

$$c_{i,k}^{E^{Hadron}} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N \frac{(x_{i,j} - \langle x_i \rangle_E)}{\sigma(x_i)_E} \cdot \frac{(x_{k,j} - \langle x_k \rangle_E)}{\sigma(x_k)_E} \quad (4.1)$$

$$i, k = 1, 2, \dots, N_{Par}$$

aus den simulierten Schauern einer Energie berechnet werden. Die einzelnen Parameter haben dabei folgende Bedeutungen :

N : Anzahl der simulierten Referenzschauer bei einer Hadronenergie E^{Hadron} .

$x_{i,j}$ bzw. $x_{k,j}$: i-ter bzw. k-ter Parameter des j-ten simulierten Referenzschauers.

$\langle x_i \rangle_E$ bzw. $\langle x_k \rangle_E$: Mittelwert des i-ten bzw. k-ten Parameters bei einer Energie E^{Hadron} der simulierten Hadronen. Diese Mittelwerte müssen aus der Simulation von Schauern im Kalorimeter bestimmt werden.

$\sigma(x_i)_E$ bzw. $\sigma(x_k)_E$: Schwankung des i-ten bzw. k-ten Parameters. Sie muß ebenfalls aus der Simulation bestimmt werden.

N_{Par} : Anzahl der Parameter. In diesem Fall wurden die gewichtete Energiesumme und die vier Energiedepositionen in den Detektorebenen 6 bis 3 verwendet.

Bei der in Gleichung 4.1 gegebenen Definition der Kovarianzmatrixelemente sind die Elemente der Hauptdiagonalen identisch 1 . Die restlichen Matrixelemente geben direkt die Korrelation zwischen dem i-ten und k-ten Parameter an.

Als Maß für die Übereinstimmung zwischen einem rekonstruierten Hadronschauer und einem Referenzschauer dient ein verallgemeinertes χ^2 , welches gemäß

$$\chi^2(E) = \sum_{i,k=1}^{N_{Par}} \frac{(x_i - \langle x_i \rangle_E)}{\sigma(x_i)_E} \cdot c_{i,k}^{-1}(E) \cdot \frac{(x_k - \langle x_k \rangle_E)}{\sigma(x_k)_E} \quad (4.2)$$

definiert ist. $c_{i,k}^{-1}(E)$ sind dabei die Matrixelemente der inversen Kovarianzmatrix. Einem Hadron wird der Energiewert zugewiesen, bei dem das gemäß Gleichung 4.2 definierte χ^2 minimal wird.

Um das verallgemeinerte χ^2 bei beliebigen Hadronenergien berechnen zu können, wurden für zwölf diskrete Hadronenergien zwischen 50 GeV und 3 TeV die Kovarianzmatrizen berechnet und der energieabhängige Verlauf der 25 Matrixelemente der Inversen parametrisiert.

Als Beispiel zeigt Abbildung 4.16 das χ^2 als Funktion der Energie für zwei Hadronen, deren Energie auf diese Weise zu 125 GeV bzw. 275 GeV bestimmt wurde.

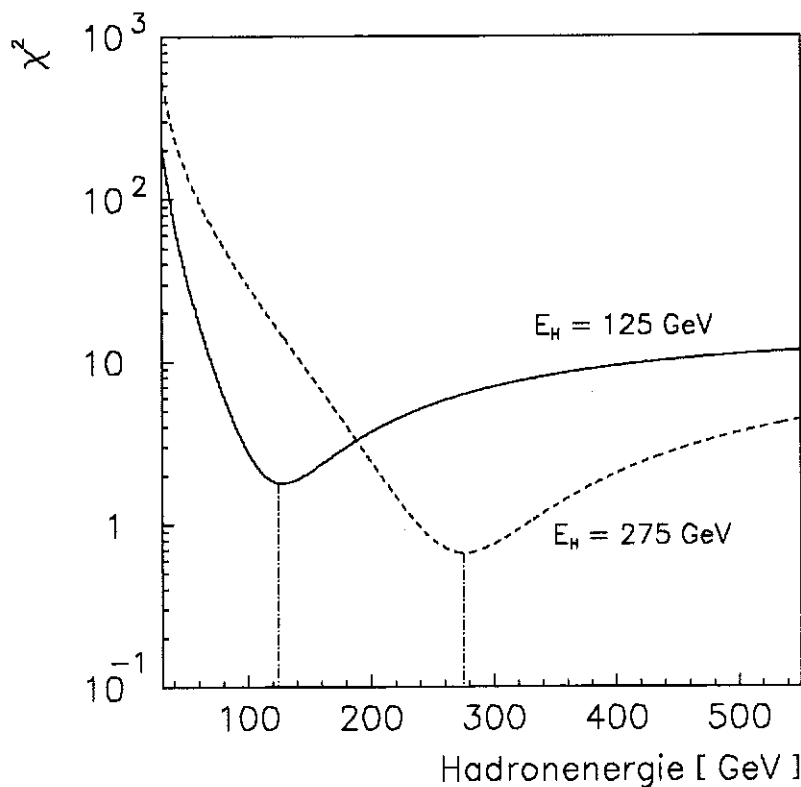


Abbildung 4.16: Verallgemeinertes Chi-Quadrat als Funktion der Hadronenergie. Die Energie der beiden Hadronen wurde zu 125 GeV bzw. 275 GeV bestimmt.

4.5.3 Vergleich von Energiesumme und Kovarianzmethode

Die Energieauflösungen, die mit den beiden untersuchten Methoden zur Bestimmung der Primärenergie des Hadrons erreicht werden, wurden anhand von simulierten Hadronschauern untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.17 dargestellt.

Zusätzlich ist die Energieauflösung eingezeichnet, die mit der Energiesumme erreicht wird, wenn die Daten aller sieben TMS-Ebenen verwendet werden, keine longitudinalen und lateralen Energieverluste aus dem Kalorimetervolumen auftreten und die Verstärker nicht sättigen.

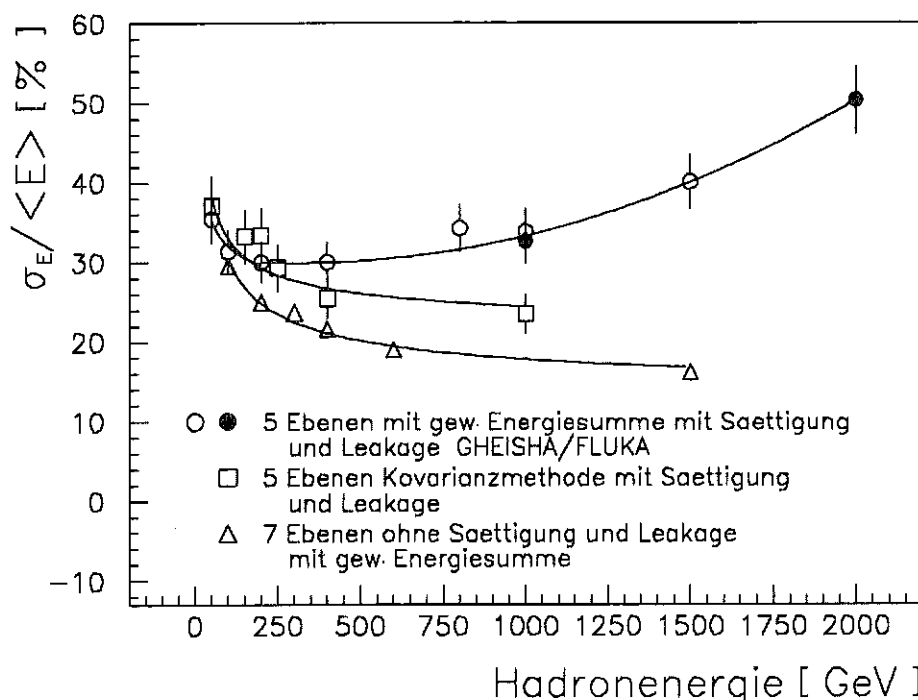


Abbildung 4.17: Energieauflösungen der verschiedenen Methoden der Energieerkennung.

Dieser Fall entspricht etwa den Gegebenheiten, die am KASCADE-Zentralkalorimeter vorliegen werden. Die in diesem Idealfall erreichbare Energieauflösung ist durch einen Zusammenhang der Form

$$\frac{\sigma(E)}{\langle E \rangle} = \frac{c_1}{\sqrt{E^{Had.}}} + c_2 \quad (4.3)$$

beschreibbar. Die gegenüber Gleichung 1.10 zusätzliche Konstante c_2 wird dadurch notwendig, daß das Kalorimeter nicht kompensierend ist (siehe Abschnitt 1.4.3). Die Energieauflösung erreicht in diesem Idealfall etwa 18 % für Hadronenergien oberhalb 1 TeV. Die Energieauflösung des Prototypkalorimeters ist durch die Beschränkung der Analyse auf die oberen fünf TMS-Lagen schlechter. Bei hohen Hadronenergien verschlechtert sie sich durch die Sättigung der Verstärker deutlich gegenüber der im Idealfall erreichbaren Energieauflösung.

Die stärkere Berücksichtigung der Schauerform führt bei Verwendung der Kovarianzmethode trotz Energieverlusten und Sättigung der Verstärker zu einer Verbesserung der Energieauflösung.

Anhand von gemessenen Hadronschauern wurde untersucht, wie stark die mit den beiden unterschiedlichen Methoden errechneten Energiewerte voneinander abweichen.

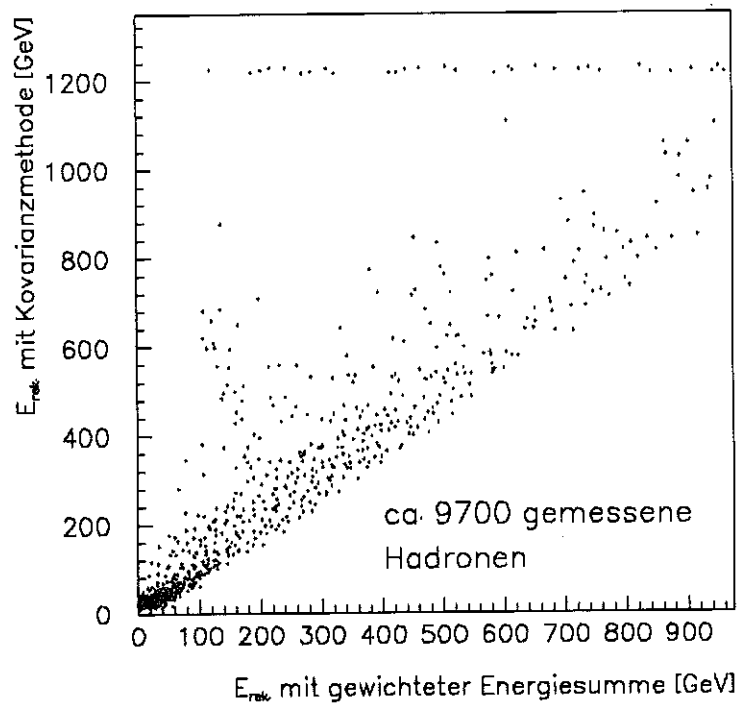


Abbildung 4.18: Vergleich der rekonstruierten Energien mit beiden Methoden

Abbildung 4.18 zeigt die gute Übereinstimmung für den Großteil der untersuchten Hadronschauern. Abbildung 4.18 zeigt aber auch einen entscheidenden Nachteil der Kovarianzmethode. Nicht in allen Fällen wird, wie in den Beispielen in Abbildung 4.16, ein Minimum gefunden. Die Energiebestimmung divergiert dann zu beliebig hohen Energien. Da in diesem Fall die Suche bei etwa 1.2 TeV abgebrochen wurde, führt dies zu der Ansammlung von Datenpunkten bei dieser Energie. Die Ursache für dieses Divergieren liegt in der Parametrisierung der Matrixelemente der Inversen und stellt ein generelles Problem der Kovarianzmethode dar. Um die Parametrisierung durchführen zu können, müssen bei vielen Energiewerten Simulationen mit ausreichender Statistik durchgeführt werden. Dabei sollte die höchste simulierte Energie mindestens um einen Faktor zwei über der oberen Grenze des Energiebereiches liegen, in dem die Kovarianzmethode angewendet werden soll. Extrapolationen der Matrixelemente über die höchste simulierte Hadronenergie hinaus oder eine unzureichende Zahl simulierter Energien können zu Unstetigkeiten im verallgemeinerten χ^2 führen, wodurch eine Anwendung der Methode unmöglich wird.

Die Verwendung der Kovarianzmethode verbessert wie in Abbildung 4.17 gezeigt die Energieauflösung des Prototypkalorimeters. Sie führt jedoch aufgrund der bei hohen Energien geringen Anzahl von Stützstellen für die Parametrisierung des energieabhängigen Verlaufs der inversen Matrixelemente bereits bei etwa 1.1 TeV zu einer Unstetigkeit im χ^2 . Um diese Unstetigkeit zu beseitigen, wären im Bereich hoher Teilchenenergien Simulationen mit hoher Statistik notwendig, die für das Prototypkalorimeter zu aufwendig und teuer sind.

Aus diesem Grund wird zur Bestimmung des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen die gewichtete Energiesumme zur Energierekonstruktion verwendet.

Für die Energiebestimmung von Hadronen beim KASCADE-Experiment würde sich die Berechnung solcher Kovarianzmatrizen jedoch rentieren, um die bestmögliche Energieauflösung des Kalorimeters zu erreichen.

Abschließend wurde untersucht, wie gut bei Verwendung der Energiesumme die mittlere longitudinale Schauerentwicklung von gemessenen Hadronen, die allgemein als Schauerkurve bezeichnet wird, mit simulierten Schauerkurven übereinstimmt.

Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.19 für mittlere rekonstruierte Energien von 100 GeV, 200 GeV, 400 GeV bzw. 800 GeV im Vergleich zu simulierten Daten. Die gestrichelten Linien stellen Ausgleichskurven der Form von Gleichung 1.2 an die simulierten Punkte dar. Die Übereinstimmung zeigt, wie gut die Energie von Hadronen unter Verwendung der gewichteten Energiesumme bestimmt werden kann.

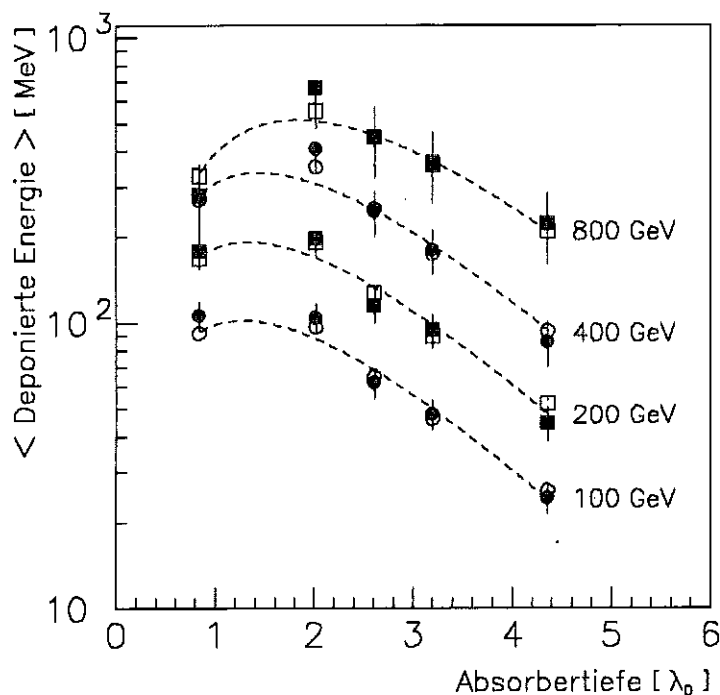


Abbildung 4.19: **Schauerkurven.** Die vollen Symbole stellen gemessene Daten, die offenen Symbole Monte-Carlo Simulationen mit GEANT 3.14 dar. Die Linien sind Anpassungen der Form von Gleichung 1.2 an die simulierten Daten.

4.5.4 Berücksichtigung des Flußspektrums

Die endliche Energieauflösung jedes Kalorimeters bewirkt, daß Hadronen einer festen Energie E_0 typischerweise mit einer um E_0 normalverteilten Wahrscheinlichkeit

$$P_{(E_{\text{Rek.}})}^* \propto \exp \left[\frac{-(E_0 - E_{\text{Rek.}})^2}{2 \cdot \sigma^2(E_0)} \right] \quad (E_0 \text{ fest})$$

als Hadronen mit einer Energie $E_{\text{Rek.}}$ rekonstruiert werden.

Die Energie der mit dem Prototypkalorimeter untersuchten kosmischen Hadronen ist zudem nicht festgelegt, sondern streut innerhalb eines sehr weiten Bereiches zwischen wenigen GeV und einigen TeV. Die Energie des einzelnen Hadrons ist a priori unbekannt. Aufgrund des steil abfallenden Energiespektrums treten niedere Hadronenergien sehr viel häufiger auf als hohe. In diesem Fall ist man daran interessiert, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein primäres Hadron der Energie $E_{\text{Prim.}}$ zu einer rekonstruierten Energie $E_{\text{Rek.}}$ beiträgt. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung ergibt sich zu

$$P_{(E_{\text{Prim.}})} \propto C_{(E_{\text{Prim.}})} \cdot \exp \left[\frac{-(E_{\text{Prim.}} - E_{\text{Rek.}})^2}{2 \cdot \sigma^2(E_{\text{Prim.}})} \right] \quad (E_{\text{Rek.}} \text{ fest.})$$

$P_{(E_{\text{Prim.}})}$ hängt also nicht mehr nur von der Differenz zwischen $E_{\text{Prim.}}$ und $E_{\text{Rek.}}$ ab, sondern auch von der Häufigkeit $C_{(E_{\text{Prim.}})}$, mit der Hadronen der Energie $E_{\text{Prim.}}$ auftreten und der von $E_{\text{Prim.}}$ abhängigen Energieauflösung $\sigma_{(E_{\text{Prim.}})}$. Für $C_{(E_{\text{Prim.}})} \propto E_{\text{Prim.}}^{-2.7}$ zeigt Abbildung 4.20 für einige diskrete Werte der rekonstruierten Hadronenergie die $P_{(E_{\text{Prim.}})}$ -Verteilungen, mit der die verschiedenen Primärenergien $E_{\text{Prim.}}$ zu $E_{\text{Rek.}}$ beitragen.

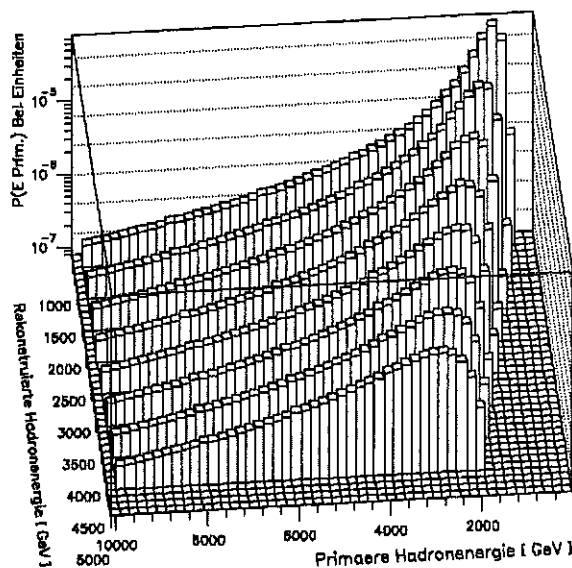


Abbildung 4.20: $P_{E_{\text{Prim.}}}$ für $\alpha = 2.7$.

Für die Häufigkeitsverteilung $C_{E_{Prim.}}$ wurde mit $\alpha = 2.7$ ein Wert für den Spektralindex gewählt, der im Bereich der Werte liegt, die von früheren Experimenten ermittelt wurden. Aufgrund des durch die starke Energieabhängigkeit von $C_{(E_{Prim.})}$ verursachten Übergewichts niederenergetischer Hadronen, liegen die Maximalwerte $E_{Prim.}^{mp}$ der $P_{(E_{Prim.})}$ -Verteilungen bei Primärenergien, die systematisch kleiner sind als die rekonstruierten Energien. Durch die spezielle Energieabhängigkeit der Energieauflösung des Prototypkalorimeters, die für hohe Primärenergien sehr schlecht wird, werden die langen Ausläufer zu hohen Primärenergien hin verursacht.

Gerade bei hohen rekonstruierten Hadronenergien ist erkennbar, daß diese mit der größten Wahrscheinlichkeit primären Hadronen mit einer deutlich kleineren Energie entsprechen. Der Vergleich zwischen Abbildung 4.20 ($\alpha = 2.7$) und dem oberen Teilbild in Abbildung 4.21 ($\alpha = 4.5$) zeigt, daß diese Verschiebung umso größer wird, je steiler das Energiespektrum abfällt. Die Verschiebung zwischen E_0^{mp} und $E_0^{rek.}$ steigt ebenfalls mit einer schlechter werdenden Energieauflösung des Kalorimeters.

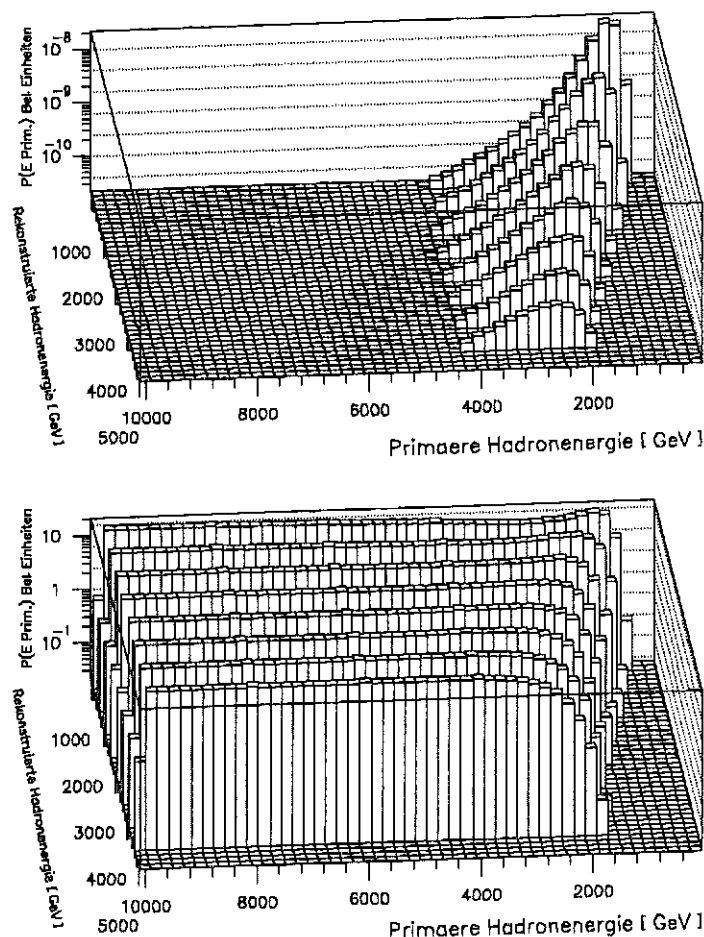


Abbildung 4.21: $P_{E_{Prim.}}$ für $\alpha = 4.5$ und 0.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters sollte daher, auch durch die Verwendung analytischer Methoden wie z.B. der Kovarianzmethode zur Energiebestimmung, optimiert werden. In jedem Fall ist die Größe der Verschiebung bei Kenntnis des Spektralindex und des energieabhängigen Verlaufs der Energieauflösung berechenbar und kann bei der Rekonstruktion des Flußspektrums berücksichtigt werden.

Anders als bei kalorimetrischen Experimenten an Beschleunigern, ist in der kosmischen Strahlung die Energie der nachzuweisenden Teilchen nicht durch die Beschleunigerenergie beschränkt, sondern kann sich bis zu sehr großen Teilchenenergien erstrecken. Steigende Energieverluste aus dem Kalorimetervolumen oder instrumentelle Effekte wie z.B. das Sättigen der Verstärker beim Prototypkalorimeter, verschlechtert die Energieauflösung jedes Kalorimeters oberhalb einer gewissen Teilchenenergie in zunehmendem Maße. Nimmt der Teilchenfluß zu hohen Energien hin nicht schnell genug ab, wird die Bestimmung einer wahrscheinlichsten Primärenergie aus der rekonstruierten Hadronenergie durch die zu große Zahl von Teilchen, für die das Kalorimeter eine extrem schlechte Energieauflösung hat, unmöglich, d.h. das steil abfallende Energiespektrum ist für die Durchführung kalorimetrischer Experimente in der Höhenstrahlungsphysik unbedingt notwendig. Das untere Teilbild in Abbildung 4.21 zeigt dies speziell für das Prototypkalorimeter für den extremen Fall eines Energiespektrums, welches bis zu Hadronenergien bis 10 TeV flach ist, d.h. $\alpha = 0$, und dann abbricht³.

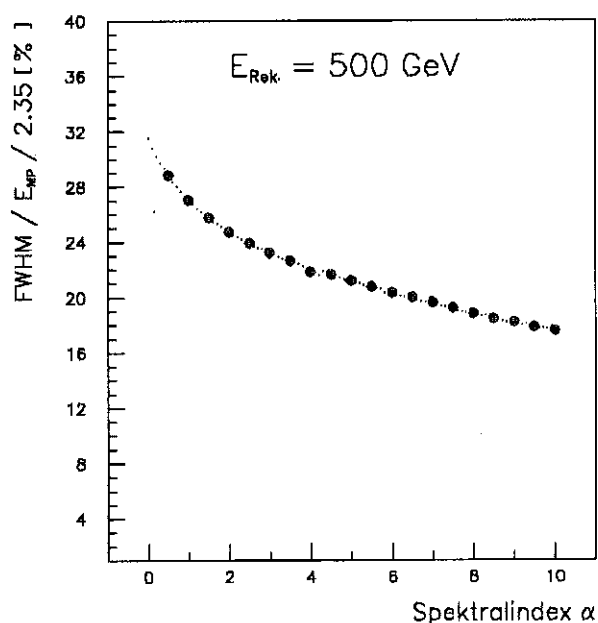


Abbildung 4.22: Unsicherheit bei der Bestimmung der wahrscheinlichsten Hadronenergie gegen den Spektralindex des Spektrums.

³Ein flaches Energiespektrum kann sich nicht bis zu unendlichen Energien fortsetzen, da sonst die in der kosmischen Strahlung enthaltene Gesamtenergie unbegrenzt ansteigen würde.

Die Genauigkeit, mit der aus einer rekonstruierten Hadronenergie die wahrscheinlichste Primärenergie bestimmbar ist, ist in Abbildung 4.22 als Funktion des Spektralindex dargestellt. Die Genauigkeit ist dabei proportional zur Breite der $P_{(E_{Prim.})}$ -Verteilung auf der halben Höhe des Maximalwertes. Es wird deutlich, daß diese Genauigkeit mit der Steilheit des zu messenden Energiespektrums zunimmt.

Für den im Fall des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen realistischen Spektralindex von $\alpha = 2.7$ sind in Abbildung 4.23 für das Prototypkalorimeter die wahrscheinlichsten primären Hadronenergien als Funktion der rekonstruierten Hadronenergie aufgetragen. Die Kreise geben die aufgrund der systematischen Verschiebung notwendige Korrektur an. Sie ist für wahrscheinlichste Hadronenergien zwischen 250 GeV und 750 GeV (entspricht 500 GeV bis 1 TeV rekonstruierter Hadronenergie) am kleinsten. Das entspricht dem Energiebereich, in dem die Energieauflösung des Prototypkalorimeters am besten ist. Bei niedrigeren bzw. höheren Hadronenergien wird die Korrektur durch die schlechter werdende Energieauflösung größer. Beim KASCADE-Kalorimeter werden diese Korrekturen im dargestellten Energiebereich deutlich kleiner sein, da sich durch den dickeren Absorber und neue Verstärkerelektronik die Energieauflösung für diese Energien noch proportional zu $1/\sqrt{E}$ verbessert.

Die Unsicherheit mit der mit dem Prototypkalorimeter auf die wahrscheinlichste primäre Hadronenergie geschlossen werden kann, ist in Abbildung 4.24 für einen Spektralindex von $\alpha = 2.7$ dargestellt. Sie beträgt etwa 24 % für rekonstruierte Hadronenergien im Bereich von 1 TeV und verschlechtert sich für niedrigere und höhere Energien auf etwa 30 % aufgrund der sich verschlechternden Energieauflösung.

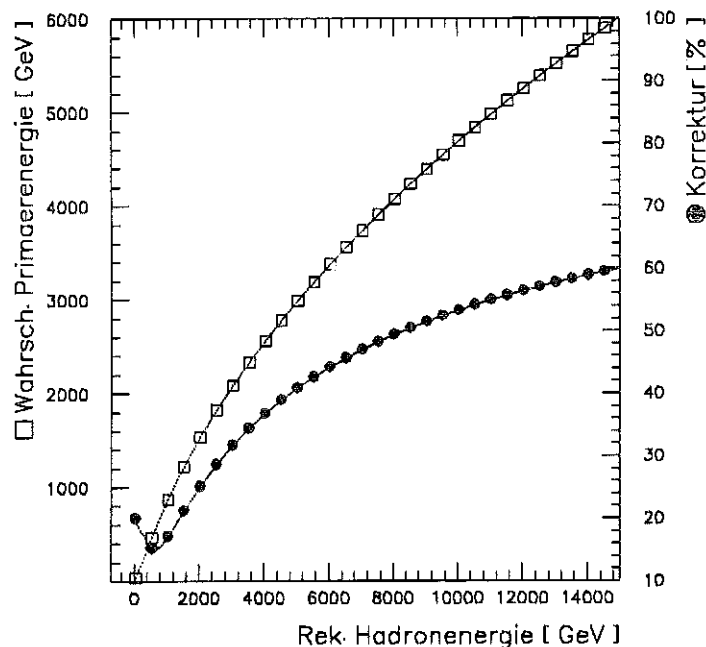


Abbildung 4.23: E_0^{mp} gegen E_0^{ek} . Der Spektralindex des Korrekturspektrums war $\alpha = 2.7$.

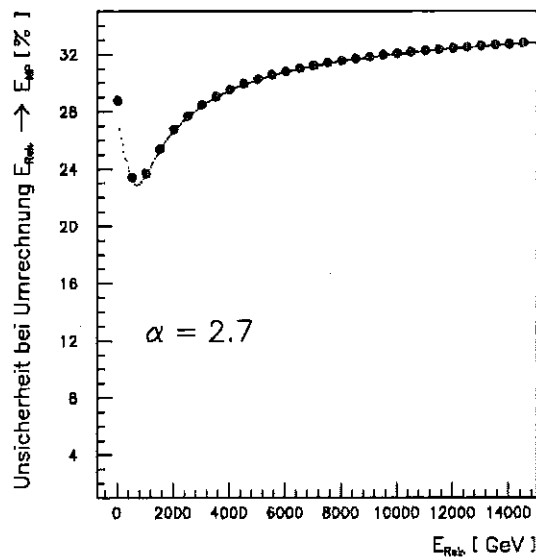


Abbildung 4.24: Unsicherheit bei der Bestimmung der wahrscheinlichsten Primärenergie gegen rekonstruierte Hadronenergie.

Um abschätzen zu können, wie empfindlich der aus den Daten rekonstruierte Spektralindex von der Wahl des Spektralindex $\alpha_{Korr.}$ abhängt, wurde die Korrektur auf die ermittelte Hadronenergie für vier Spektralindizes zwischen $\alpha_{Korr.} = 2.5$ und $\alpha_{Korr.} = 3.5$ berechnet, das Flußspektrum rekonstruiert und dessen Spektralindex bestimmt.

Abbildung 4.25 zeigt, daß im Wertebereich, in dem der Spektralindex erwartet wird, der gemessene Index praktisch nicht von der Steilheit des zur Korrektur verwendeten Spektrums abhängt. Die Variation des gemessenen Spektralindex innerhalb des untersuchten Wertebereiches für $\alpha_{Korr.}$ ist kleiner als die Unsicherheit, mit der der Spektralindex aus den gemessenen Daten bestimmt werden kann.

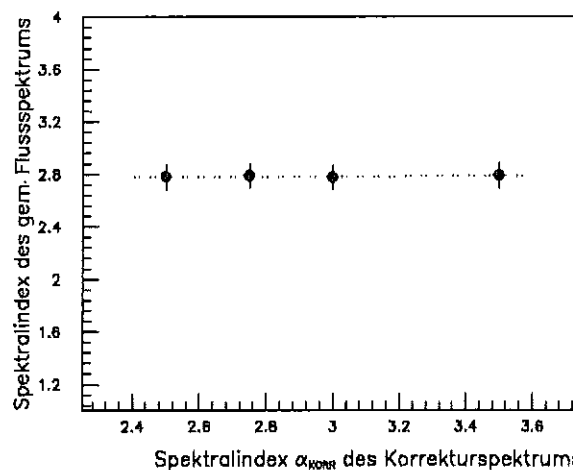


Abbildung 4.25: Einfluß von $\alpha_{Korr.}$ auf den Spektralindex des gemessenen Flußspektrums.

4.6 Ergebnisse

Für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Daten betrug die reine Meßzeit etwa 1100 Stunden. Insgesamt wurden dabei ungefähr 1.3 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse, die mit dem Prototypkalorimeter erzielt wurden, im einzelnen vorgestellt und diskutiert.

4.6.1 Signalstabilität der Kammern

Für die Dauer der Datennahme wurde untersucht, ob die Signale der Ionisationskammern stabil sind, d.h. die Annahme einer konstanten Lebensdauer für freie Elektronen gerechtfertigt ist. Da eine Überprüfung der einzelnen Ionisationskammern unmöglich ist, wurde als Meßgröße die mittlere Energie aller in einem Datennahmelauf rekonstruierten Hadronen gewählt. Unter der Voraussetzung eines unveränderlichen Flusses unbegleiteter Hadronen sollte diese mittlere rekonstruierte Energie konstant bleiben, wenn die Reinheit des Ionisationsmediums und damit die Lebensdauer der Ionisationselektronen unverändert bleiben. Abbildung 4.26 zeigt die mittlere Energie der rekonstruierten Hadronen als Funktion der Experimentdauer. Als Startpunkt der Zeitmessung wurde willkürlich der erste für die Analyse verwendete Datennahmelauf gewählt.

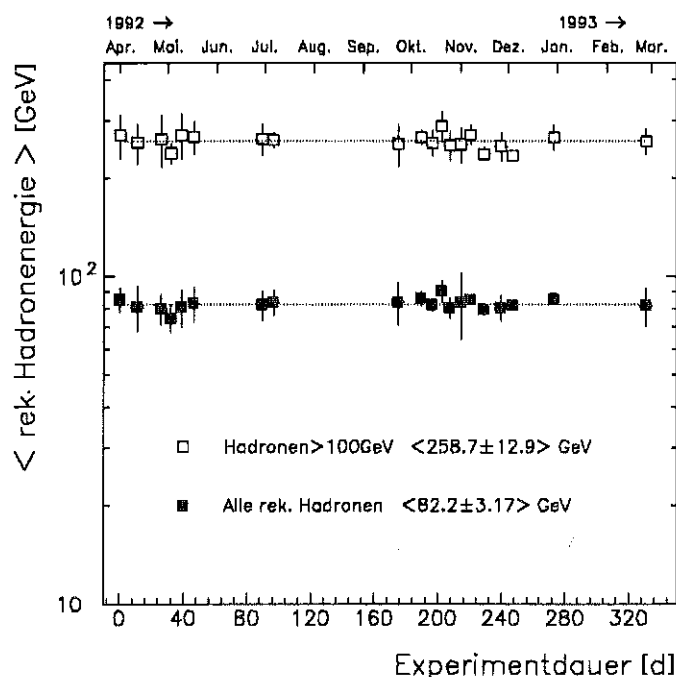


Abbildung 4.26: Mittlere Energie rekonstruierter Hadronen als Funktion der Experimentdauer. Die Unterbrechungen in der Datennahme resultieren aus Umbauarbeiten am Kalorimeter.

Die vollen Symbole geben die mittlere Energie aller rekonstruierten Hadronen an, die offenen Symbole die mittlere Energie von Hadronen mit mehr als 100 GeV. In beiden Fällen konnte während der etwa 280 Tage der Datennahme keine Signalabnahme festgestellt werden. Dieses Ergebnis läßt erwarten, daß die TMS-Ionisationskammern im Zentralkalorimeter des KASCADE-Experimentes über einen Zeitraum von mehreren Jahren eingesetzt werden können, ohne das Ionisationsmedium erneuern zu müssen.

4.6.2 Das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen

Zur Rekonstruktion des Flußspektrums wurden ca. 1.3 Millionen Ereignisse analysiert. Neben den in Abschnitt 4.3 gestellten Bedingungen wurde zusätzlich der maximale Zenitwinkel auf $\Theta < 30^\circ$ beschränkt. Mit diesen Analysebedingungen, konnten in etwa 48000 Ereignissen Hadronschauer rekonstruiert werden. Von diesen wurden etwa 1000 Ereignisse (2.0 %) verworfen, bei denen ein koinzidentes Teilchen im Kalorimeter nachgewiesen wurde.

Die Korrekturen auf die Akzeptanzen des Triggersystems und der Schauerrekonstruktion wurden ereignisweise nach der Bestimmung der wahrscheinlichsten Primärenergie des Hadrons durchgeführt.

Für Hadronenergien unterhalb 100 GeV wurde das Flußspektrum auf mißidentifizierte Myonen korrigiert (siehe Abbildung 4.6). Abschließend wurde die Totzeit des Detektorsystems durch die Datenerfassung berücksichtigt (ca. 1.7% der Gesamtmeßzeit)⁴.

Das mit dem vorgestellten Detektorsystem und der beschriebenen Analyseverfahren gemessene Flußspektrum unbegleiteter Hadronen ist in Abbildung 4.27 dargestellt. Im Energiebereich zwischen 3 GeV und etwa 13 TeV fällt das gemessene Flußspektrum um 10 Größenordnungen ab. Die Anpassung eines Potenzgesetzes der Form

$$dN/dE = c \cdot \left(\frac{E}{100\text{GeV}} \right)^{-\alpha} \quad \text{mit } c = (1.59 \pm 0.24) \cdot 10^{-5} \text{ (m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1} \quad (4.4)$$

an alle Meßpunkte liefert für den Spektralindex einen Wert von $\alpha = 2.72 \pm 0.1$.

Anhang G dieser Arbeit enthält eine tabellarische Zusammenfassung der mit dem Prototypkalorimeter gemessenen differentiellen Hadronflüsse, zusammen mit den Hadronflüssen, die von den im folgenden diskutierten Vergleichsexperimenten bestimmt wurden.

4.6.3 Vergleich mit anderen Experimenten

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.27 die Ergebnisse einiger früherer Messungen des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen eingezeichnet. Dabei wurde die Auswahl auf solche Experimente beschränkt, bei denen das Flußspektrum direkt auf oder in nur geringer Höhe über Meeresniveau gemessen wurde. Auf den Vergleich mit Experimenten auf Bergeshöhe (z.B. [SIO78]) wurde verzichtet, da die Umrechnung der Ergebnisse auf Meeresniveau von der nur ungenau bekannten Größe der hadronischen Abschwächungslänge abhängig und daher sehr fehlerbehaftet ist.

⁴Jedes gültige Triggersignal sperrt die Koinzidenzeinheiten für ca. 56 ms bis zur erneuten Freigabe nach dem Schreiben der Daten auf Magnetband.

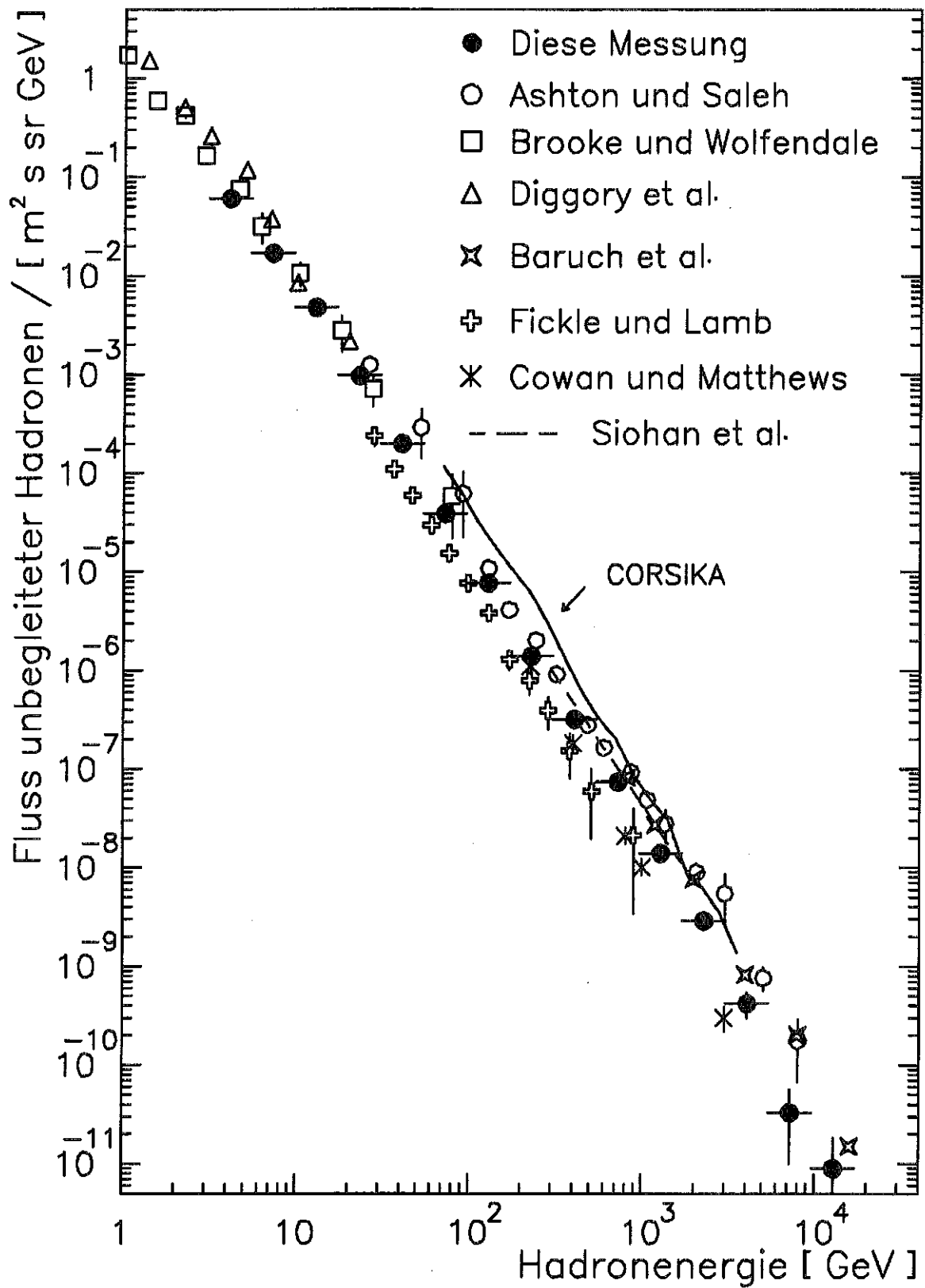


Abbildung 4.27: Gemessenes Flußspektrum unbegleiteter Hadronen in steiler Darstellung.

Im niederenergetischen Bereich bis etwa 100 GeV Hadronenergie wurde das Flußspektrum durch Brooke et al. [BRO64a, BRO64c], bzw. Diggory et al. [DIG74] gemessen. Beide Experimente verwendeten Magnetspektrometer zusammen mit Neutronenmonitoren. Die Magnetspektrometer ermöglichten eine genaue Impulsbestimmung, durch Nachweis von sekundären Neutronen wurden hadronisch wechselwirkende Teilchen identifiziert. Beide Experimente haben jeweils das Flußspektrum für Protonen und negative Pionen separat bestimmt. Der eingezeichnete hadronische Gesamtfluß wurde jedoch nur aus den Protondaten unter Verwendung des in Anhang E gezeigten Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses berechnet.

Die zweite Gruppe von Experimenten deckt auch den höheren Energiebereich ab, in dem Magnetspektrometer nicht mehr verwendbar sind. Es handelt sich bei diesen Detektoren um sogenannte "single-layer"-Hadronkalorimeter. Zu dieser Gruppe gehören die Experimente von Ashton und Saleh [ASH75], Baruch et al. [BAR79] und Fickle und Lamb [FIC79]. Die Absorberdicken dieser Kalorimeter waren so gering (siehe auch Tabelle 4.1), daß Hadronen maximal eine einzige Wechselwirkung machen. Gemessen wurde nicht die hadronische Kaskade, sondern der elektromagnetische Anteil des Hadronschauers, der entsteht wenn die neutralen Pionen in Gammaquanten zerfallen. Diese Gammaquanten konvertieren im Absorbermaterial. Die daraus entstehenden elektromagnetischen Schauer wurden durch geeignete Detektoren, z.B. Neon-Flashkammern, unterhalb des Absorbers gemessen und aus der Energie bzw. der Teilchenzahl im elektromagnetischen Schauer die Energie des auslösenden Hadrons bestimmt. Experimente mit single-layer Kalorimetern haben jedoch zwei entscheidende Nachteile:

- Der Anteil an Energie, der in der einen Wechselwirkung, die das Hadron in der dünnen Absorberschicht macht, durch Erzeugung und Zerfall neutraler Pionen in den meßbaren elektromagnetischen Anteil übergeht, ist den sehr großen intrinsischen Fluktuationen der hadronischen Wechselwirkung unterworfen.
- Der Ort der Wechselwirkung konnte bei allen Experimenten nicht genau festgelegt werden. Diese Unsicherheit wurde meist noch durch eine Bleischicht verstärkt, die diese Experimente benötigten, um sich gegen den elektromagnetischen Anteil der kosmischen Strahlung abzuschirmen. Durch die Schwankung des Orts der Wechselwirkung, schwankte das gemessene Signal zusätzlich zu den intrinsischen Fluktuationen der hadronischen Wechselwirkung.

Die Energiebestimmung von Hadronen ist daher mit dieser Art von Kalorimetern großen Unsicherheiten unterworfen.

Die dritte Gruppe von Experimenten, zu der auch das hier beschriebene Prototypkalorimeter zählt, benutzt zur Messung der Hadronenergie Sampling-Kalorimeter, deren Absorber im Vergleich zu den "single-layer"-Kalorimetern viel dicker ist, so daß Hadronen normalerweise ganz absorbiert werden können. Schwankungen im Ort der ersten Wechselwirkung spielen bei diesen Kalorimetern durch die wiederholte Messung der hadronischen Teilchenkaskade an unterschiedlichen Punkten ihrer Entwicklung, keine so große Rolle. Aufgrund ihrer Konzeption und der heute stark verbesserten Detektorsimulationsprogramme stellen diese Hadronkalorimeter im Bereich hoher Teilchenenergien die besten

Detektorsysteme dar. Ein dem Prototypkalorimeter sehr ähnliches Kalorimeter wurde auf Meereshöhe für kurze Zeit von Siohan et al. [SIO77] betrieben. Ein zweites Experiment mit einem Sampling-Kalorimeter wurde von Cowan und Matthews [COW71] durchgeführt.

Der mit dem Prototypkalorimeter gemessene Hadronfluß zeigt bei niederen Energien eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Magnetspektrometer. Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der single-layer- und Sampling-Kalorimetern ist ebenfalls gut, insbesondere mit der Parametrisierung, die von Siohan et al. [SIO77] angegeben wird. Die Parametrisierung gilt jedoch lediglich in einem Energiebereich zwischen 300 GeV und 1700 GeV. Der Energiebereich, der durch das Prototypkalorimeter überdeckt wird, ist deutlich größer.

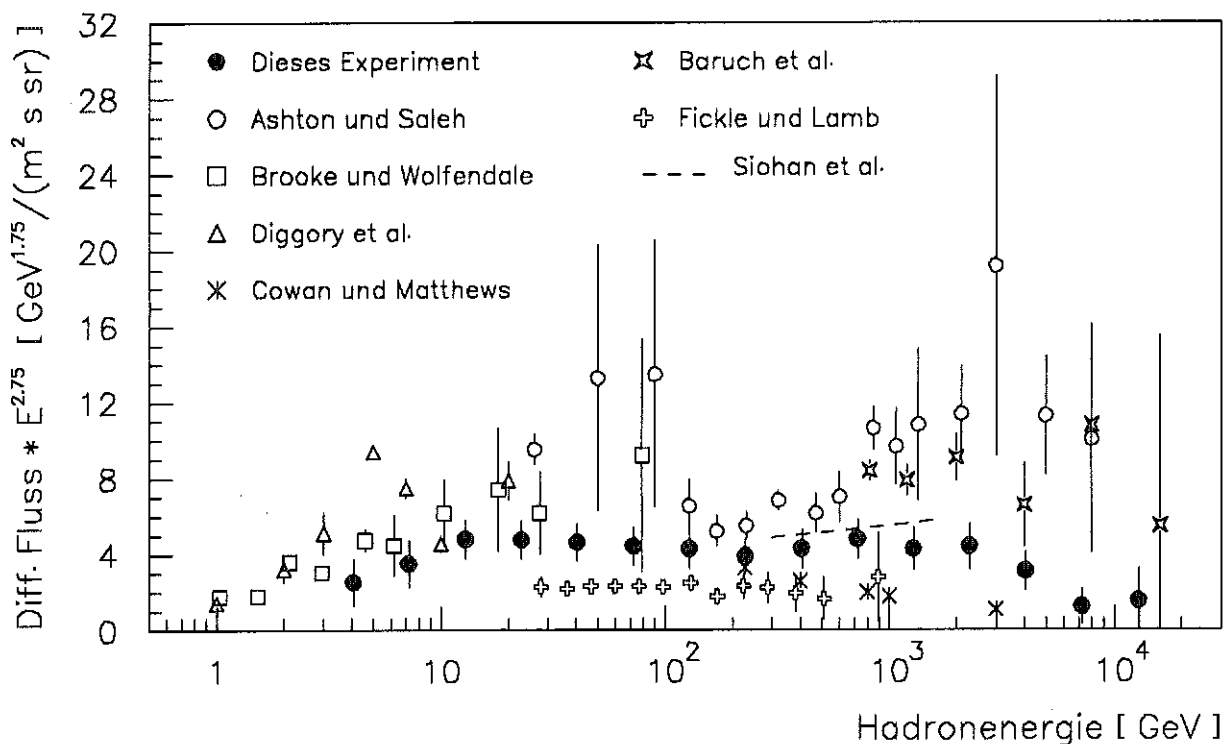


Abbildung 4.28: Gemessenes Flußspektrum unbegleiteter Hadronen in flacher Darstellung.

Alle Experimente parametrisieren das von ihnen gemessene Flußspektrum oberhalb einer Hadronenergie von 10 GeV durch ein Potenzgesetz gemäß Gleichung 4.4 mit einem konstanten Spektralindex. Unterhalb von 10 GeV, also bei Energien bei denen bisher nur die Experimente mit Magnetspektrometern gemessen haben, führt bereits der Einfluß des Erdmagnetfeldes zu einer Abnahme des Flußes.

Wie stark die Meßwerte der einzelnen Experimente um die angegebene Parametrisierung streuen und wie groß die Unterschiede in den angegebenen Spektralindizes und Absolutflüssen zwischen den verschiedenen Experimenten sind, ist in der doppellogarithmischen Darstellung von Abbildung 4.27 nur schwer erkennbar. Abbildung 4.28 zeigt daher das Flußspektrum in einer Darstellung, in der die Ordinate mit einem Faktor $E^{2.75}$ multipliziert worden ist (im folgenden als "skalierte Flüsse" bezeichnet.). Folgen die Meßwerte der einzelnen Experimente dem parametrisierten Verlauf des Energiespektrums gemäß Gleichung 4.4 mit einem konstanten Spektralindex, sollten sie auf Geraden liegen. Die Steigung einer Geraden kann dabei positiv oder negativ sein, je nachdem, ob der Spektralindex, der von dem einzelnen Experiment gemessen wurde, kleiner oder größer ist als 2.75 .

In dieser Darstellung wird folgendes deutlich:

- Die Absolutflüsse, die von den einzelnen Experimenten gemessen werden, unterscheiden sich beträchtlich. Zum Teil kann dies auf die absolute Energieeichung der Detektoren zurückgeführt werden, bei der bereits ein systematischer Fehler von nur 30 % aufgrund des steilen Energiespektrums zu einem Faktor zwei im mit $E^{2.75}$ multiplizierten Absolutfluß führt.
- Es fällt auf, daß die Experimente mit single-layer Kalorimetern und hier besonders die Messung von Ashton und Saleh deutlich um die von ihnen angegebene Parametrisierung streuen. Der skalierte Fluß, der aus den Daten von Ashton und Saleh berechenbar ist, zeigt Schwankungen um bis zu 300 %. Lediglich das Experiment von Fickle und Lamb, in welchem zusätzlich ein Čerenkovzähler eingesetzt wird, zeigt in der Gruppe der single-layer Kalorimeter ausreichend kleine Schwankungen und bestätigt einen konstanten Spektralindex. Das Experiment zeigt jedoch deutlich kleinere Absolutflüsse als alle anderen Experimente.
- Im Vergleich zu den restlichen Experimenten ist der mit dem Prototypkalorimeter gemessene Hadronfluß nach der Skalierung mit $E^{2.75}$ über den größten Energiebereich (3 GeV bis etwa 2 TeV) konstant, d.h. der konstante Spektralindex wird sehr gut wiedergegeben. Im Bereich von 10 GeV sieht man die gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Magnetspektrometer. Zu noch kleineren Energien deutet sich wie bei diesen ein Abflachen des Flußspektrums an. Der Abfall bei hohen Energien ist, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, durch eine Zunahme des inelastischen Hadron-Luft Wirkungsquerschnittes erklärbar.

In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Kenndaten der erwähnten Experimente zusammen mit dem jeweils ermittelten Spektralindex zusammengefaßt.

Sampling Hadronkalorimeter			
	Energiebereich	Spektralindex	Absorberdicke
Diese Messung	3 GeV - 17 TeV	2.72 ± 0.1	$661.6g/cm^2$
Siohan et al.	300 GeV - 1.7 TeV	2.60 ± 0.3	$960.0g/cm^2$
Cowan und Matthews	200 GeV - 3 TeV	3.11 ± 0.12	$630g/cm^2$
Single-Layer Hadronkalorimeter			
Ashton und Saleh	10 GeV - 10 TeV	2.7 ± 0.1	$286.5g/cm^2$
Baruch et al.	800 GeV - 16 TeV	2.8 ± 0.2	$60.0g/cm^2$
Fickle und Lamb	35 GeV - 1 TeV	2.77 ± 0.06	$108g/cm^2$
Magnetspektrometer			
Brooke und Wolfendale	10.3 GeV - 79 GeV	2.64 ± 0.18	
Diggory et al.	2.2 GeV - 20 GeV	2.93 ± 0.41	

Tabelle 4.1: Vergleich der Experimente.

4.6.4 Abschätzung des inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitts

Mitte der siebziger Jahre wurden Flußspektren unbegleiteter Hadronen wiederholt dazu verwendet, inelastische Wirkungsquerschnitte von Protonen an den Kernen der Luftmoleküle zu berechnen.

Dieser Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen dem hinter einer Luftschicht der Dicke x (in g/cm^2) gemessenen Fluß $\phi^{sh}(E_p, x)$ unbegleiteter Hadronen der Energie E_p und dem primären auf die Oberfläche der Erdatmosphäre fallenden Fluß $\phi^p(E_p, x = 0)$ von Protonen der entsprechenden Energie, gemäß

$$R = \exp(-x/\lambda) = \frac{\phi^{sh}(E_p, x)}{\phi^p(E_p, x = 0)} \quad (4.5)$$

Die Wechselwirkungslänge λ (in g/cm^2) hängt mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt gemäß

$$\sigma_{p \rightarrow Air}^{inel.} = \frac{A}{N_0 \cdot \lambda} \quad (4.6)$$

zusammen, wobei N_0 die Avogadro-Konstante und A das mittlere Atomgewicht von Luft (14.55 g) ist.

Dabei wird davon ausgegangen, daß jedes unbegleitete Hadron ein primäres Proton ist, welches in der Luftschicht über dem Experiment keine Wechselwirkung gemacht hat. Die meisten Experimente fanden daher auch deutlich über dem Meeresniveau statt, um die Luftschicht über dem Experiment und damit die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung

klein zu halten. Begleitende Teilchen, die auf eine bereits stattgefundene Wechselwirkung hinweisen, werden entweder im Hadronendetektor selbst oder durch eine Anordnung von Detektoren um den Hadronendetektor nachgewiesen.

Aus Flußspektren unbegleiteter Hadronen lassen sich nur untere Grenzen für den inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitt angeben, da neben den primären Protonen auch Hadronen im gemessenen Flußspektrum enthalten sind, die zwar eine Wechselwirkung gemacht haben, die dabei entstandenen Begleitteilchen jedoch nicht nachgewiesen werden können. Dies ist der Fall, wenn die Wechselwirkung hoch in der Atmosphäre stattfindet so daß die Begleitteilchen absorbiert werden oder keines im Array um den Hadronendetektor nachgewiesen wird.

Aus den so bestimmten inelastischen Wirkungsquerschnitten wurden dann unter Verwendung einer von R. J. Glauber und G. Mattiae entwickelten Theorie [GLA70], inelastische Proton-Proton Wirkungsquerschnitte für Schwerpunktennergien berechnet, die über den damals verfügbaren Beschleunigerenergien lagen.

Die Schwerpunktennergie heutiger Proton-Antiproton-Collider (z.B. 900 GeV am CERN SPS oder 1800 GeV am Tevatron) entspricht der Laborenergie von 10^{15} eV Protonen, also Protonenergien weit oberhalb des Energiebereiches, der zum von uns gemessenen Fluß unbegleiteter Hadronen beiträgt.

Aus gemessenen Proton-Antiproton Wirkungsquerschnitten können daher heute in umgekehrter Weise mit Hilfe der Glauberttheorie Proton-Luft Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Durch den Vergleich so berechneter Wirkungsquerschnitte mit aus Flußspektren gewonnenen Wirkungsquerschnitten, kann man den gemessenen Absolutfluß unbegleiteter Hadronen überprüfen.

Bei der Bestimmung inelastischer Proton-Luft Wirkungsquerschnitte mit dem Prototypkalorimeter sind zwei Besonderheiten zu beachten :

- Beim Prototypkalorimeter stand kein Detektorarray zur Erkennung weit verteilter Begleitstrahlung zur Verfügung. Begleitende Teilchen konnten nur innerhalb der Fläche des Kalorimeters nachgewiesen werden. Um Begleitteilchen möglichst effektiv zu erkennen, wurden diese in der Mustererkennung auch dann akzeptiert, wenn sie nur drei und nicht vier oder fünf Spurpunkte in den oberen fünf Detektorlagen erzeugt haben.
- Durch die Luftschicht von 1020 g/cm^2 über dem Prototypkalorimeter ist der Anteil von Hadronen, die bereits eine Wechselwirkung gemacht haben, deren Begleitteilchen im Prototypkalorimeter jedoch nicht nachgewiesen werden können, am gemessenen Flußspektrum sehr groß. Der prozentuale Anteil primärer Protonen am Gesamtfluß unbegleiteter Hadronen wurde daher mit Hilfe von Simulationen mit dem CORSIKA-Programm ermittelt. Er beträgt für niedrige Energien etwa 4 % und sinkt im TeV-Bereich auf etwa 2 % ab.

Unter Verwendung dieses energieabhängigen prozentualen Anteiles wurde aus dem gemessenen Flußspektrum aller Hadronen das Spektrum primärer Protonen errechnet. Der skalierte Fluß primärer Protonen wurde in vier Energiebereiche zusammengefaßt. Der

Fluß primärer Protonen auf die Oberfläche der Erdatmosphäre wurde durch das JACEE-Experiment [BUR90] zu

$$\phi^p(E_p, x = 0) = (9.17 \pm 2.39) \cdot 10^{-2} \cdot E^{-2.76 \pm 0.09} \quad (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{TeV})^{-1}$$

bestimmt. Das entspricht einem nahezu konstanten skalierten Fluß von

$$\phi^* = \phi^p(E_p, x = 0) \cdot E_p^{2.75} \approx (16000 \pm 4170) \quad (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})^{-1} \cdot \text{GeV}^{1.75}.$$

Die so bestimmten inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Energiebereich (GeV)	$\langle E \rangle$ (GeV)	σ_{p-air} (mb)
10 - 100	50	$275 \pm 2.0 \pm 8.0$
100 - 1000	500	$281 \pm 2.0 \pm 8.3$
1000 - 7500	4000	$286 \pm 5.0 \pm 8.5$
7500 - 15000	11000	$312 \pm 15 \pm 12.0$

Tabelle 4.2: Aus dem gemessenen Flußspektrum berechnete Proton-Luft Wirkungsquerschnitte. Angegebenen sind die statistischen und systematischen Fehler. Die systematischen Fehler beinhalten die Unsicherheiten durch die Fehler in den von JACEE und dem Prototypkalorimeter gemessenen Flüßen.

Im Energiebereich von 50 GeV sind Nukleon-Kernwirkungsquerschnitte an Beschleunigern gemessen worden. Errechnet man aus den in 'Review of Particle Properties' [RPP90] angegebenen inelastischen Kern-Wirkungsquerschnitten für Sauerstoff, Stickstoff und Argon unter Verwendung eines Elementenverhältnisses von $N_2 : O_2 : Ar = 0.785 : 0.210 : 0.469$ (Kernprozent) einen inelastischen Luft-Wirkungsquerschnitt, so erhält man einen Wert von $\sigma_{p \rightarrow air}^{RPP90} = 272$ mb. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem Wert überein, der mit dem Prototypkalorimeter bei einer mittleren Protonenergie von 50 GeV ermittelt wird.

In Abbildung 4.29 sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Ergebnissen anderer Höhenstrahllexperimente dargestellt. Die Zusammenstellung von Yodh et al. [YOD83] umfaßt dabei das Experiment von Siohan et al. mit dem Hadronkalorimeter auf Bergeshöhe [SIO78] und Daten der Tien Shan-Kollaboration [NAM75]. Die Zusammenstellung von Gaisser et al. enthält Daten von einem Experiment auf dem Mount Fuji [AKA81]. Man erkennt, daß die Ergebnisse des Prototypkalorimeters in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der anderen Experimente sind.

An alle experimentellen Daten unterhalb einer Energie von 10^5 GeV wurde ein funktionaler Zusammenhang der Form

$$\sigma = A + B \cdot \ln(E) + C \cdot \ln^2(E) \quad , \quad E \text{ in GeV} \quad (4.7)$$

angepaßt, der theoretisch als stärkster asymptotischer Anstieg für den Proton-Proton Wirkungsquerschnitt vorhergesagt wird (Froissart Grenze [FRO61]). Gemessene totale Proton-Antiproton Wirkungsquerschnitte werden durch diesen funktionalen Zusammenhang gut beschrieben. Für die inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitte ergibt der Ansatz die in Tabelle 4.3 zusammengefaßten Parameter.

A (mb)	B (mb)	C (mb)
290 ± 5	-8.7 ± 0.5	1.14 ± 0.05

Tabelle 4.3: Parameter der Anpassung an gemessene Wirkungsquerschnitte unterhalb einer Energie von 100 TeV.

Man erkennt, daß der quadratische Term dominiert und somit der theoretisch maximale Anstieg für den asymptotischen Bereich bereits bei Energien im TeV-Bereich erreicht zu sein scheint.

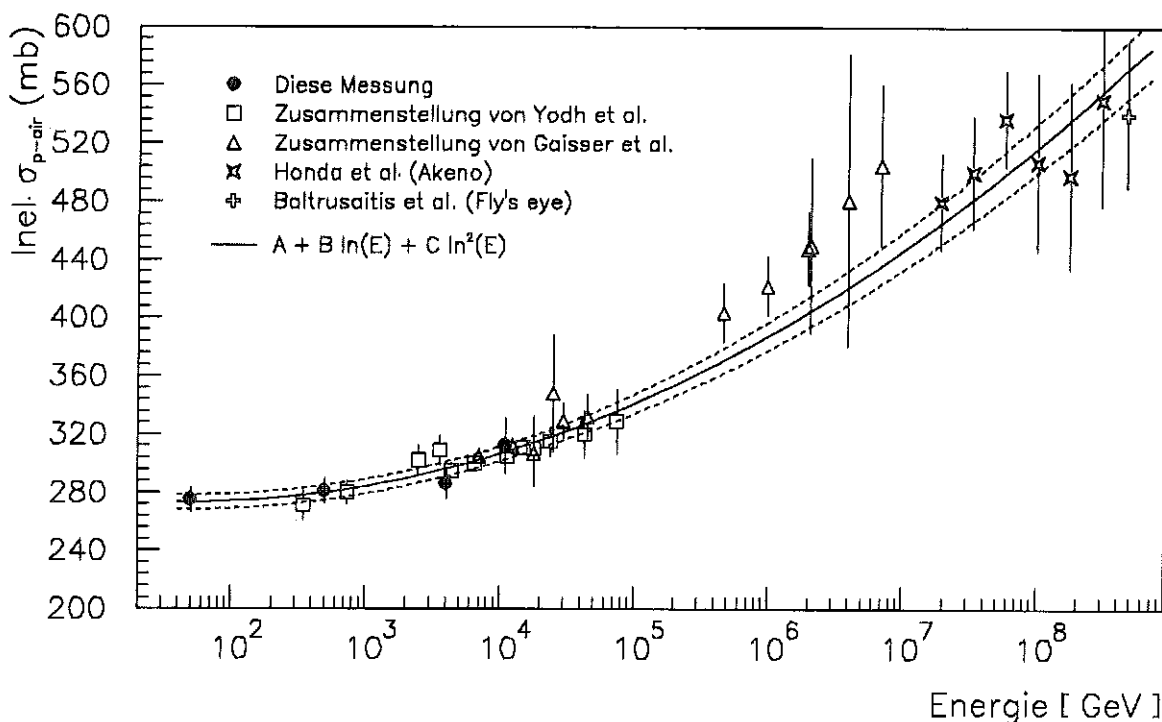


Abbildung 4.29: Gemessene Proton-Luft Wirkungsquerschnitte aus Höhenstrahllexperimenten. Die durchgezogene Linie stellt die Parametrisierung gemäß Gleichung 4.7 an gemessene Wirkungsquerschnitte unterhalb einer Energie von 10^5 GeV dar. Die gestrichelten Linien zeigen die 1σ Variation der Parameter der Anpassung.

In Abbildung 4.29 sind zusätzlich zu den Wirkungsquerschnitten unterhalb von 100 TeV, Ergebnisse für Energien oberhalb von 1 PeV eingezeichnet, die von großen Luftschauerexperimenten ermittelt wurden. Die Wirkungsquerschnitte oberhalb von 10 PeV stammen

aus einer neueren Analyse des Akeno Experimentes [HON93]. Der höchstenergetische Datenpunkt stammt aus dem Fly's Eye Experiment [BAL84]. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der Anpassung gemäß Gleichung 4.7 an die Datenpunkte unterhalb 10^5 GeV. Man sieht, daß die Anpassung im unteren Energiebereich gut bis zu Energien von 100 PeV extrapoliert werden kann und die dort gemessenen Wirkungsquerschnitte ausgezeichnet wiedergibt. Dies zeigt, daß alle inelastischen Wirkungsquerschnitte, die in Höhenstrahlexperimenten an Kernen der Luftmoleküle gemessen werden, unabhängig von der verwendeten experimentellen Methode, über einen großen Energiebereich miteinander konsistent sind.

Die gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte, die aus den Daten des Prototypkalorimeters bestimmt werden konnten, mit denen von Vergleichsexperimenten, zeigt, daß der mit diesem Experiment bestimmte Absolutfluß richtig ist.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war die kalorimetrische Messung des Flußspektrums unbegleiteter Hadronen. Dazu wurde ein Prototyp des KASCADE-Zentralkalorimeters entworfen, aufgebaut und in Betrieb genommen. Als Detektoren werden Ionisationskammern verwendet, die mit der Ionisationsflüssigkeit Tetramethylsilan gefüllt sind.

Mit dem Prototypkalorimeter wurden seither über einen Zeitraum von mehr als 18 Monaten Daten aufgezeichnet. Es ist damit das erste Kalorimeter seiner Art, welches mit einer nicht kryogenen Ionisationsflüssigkeit über einen so langen Zeitraum betrieben wird.

Zur Erkennung und Rekonstruktion hadronischer Schauer im Prototypkalorimeter wurden Mustererkennungs- und Spursuchalgorithmen entwickelt, die sich auch für den Nachweis unbegleiteter Hadronen im Zentralkalorimeter verwenden lassen.

Aus etwa 1.3 Millionen Ereignissen wurde das differentielle Flußspektrum unbegleiteter Hadronen in einem Energiebereich von 3 GeV bis 15 TeV bestimmt. Das Prototypkalorimeter überdeckt damit einen Bereich, wie er von keinem der bisherigen Experimente mit einem einzelnen Detektorsystem erreicht wurde. Die Anpassung eines Potenzgesetzes der Form

$$dN/dE = c \cdot \left(\frac{E}{100\text{GeV}} \right)^{-\alpha} \quad \text{mit } c = (1.59 \pm 0.24) \cdot 10^{-5} \text{ (m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV})^{-1}$$

an alle Meßpunkte liefert für den Spektralindex einen Wert von $\alpha = 2.72 \pm 0.1$.

Das gemessene Flußspektrum zeigt über den gesamten abgedeckten Energiebereich eine gute Übereinstimmung mit früheren Messungen mit nicht kalorimetrischen Methoden. Im Vergleich zu den älteren Messungen mit single-layer Kalorimetern wird der konstante Spektralindex des Flußspektrums durch das Prototypkalorimeter sehr überzeugend bestätigt.

Zur Überprüfung des gemessenen Absolutflusses wurde aus den Daten der energieabhängige Verlauf des inelastischen Proton-Luft Wirkungsquerschnitts bestimmt. Für 50 GeV beträgt der ermittelte Wert 275 mb. Dieser Wert stimmt ausgezeichnet mit dem Wert überein, welcher aus am Beschleuniger gemessenen inelastischen Kern-Wirkungsquerschnitten für Sauerstoff, Stickstoff und Argon berechnet wird. Der Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente, die auf Bergeshöhe gemessen haben, zeigt ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung in den ermittelten Wirkungsquerschnitten.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts läßt sich für Protonenergien unterhalb 100 TeV durch ein Polynom zweiter Ordnung in $\ln(E)$ beschreiben. Die Extrapolation bis zu Energien oberhalb von 10000 TeV zeigt eine gute Übereinstimmung mit Proton-Luft Wirkungsquerschnitten, die durch das Akeno Luftschauerexperiment bzw. den Fly's Eye Detektor ermittelt wurden.

Die Messungen mit dem Prototypkalorimeter sind noch nicht abgeschlossen, und bis zum jetzigen Zeitpunkt wurden mehr als 2.5 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Mit diesen Daten wird im Rahmen einer Diplomarbeit der Neutronenfluß in der Höhenstrahlung und das Verhältnis neutraler und geladener Hadronen in der kosmischen Strahlung untersucht.

Das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen und der inelastische Proton-Luft Wirkungsquerschnitt werden zwei der ersten Themen sein, welche mit dem großen Kalorimeter im KASCADE-Experiment untersucht werden. Die experimentellen Gegebenheiten werden mit diesem Detektor erheblich besser sein als mit dem Prototypkalorimeter. Aufgrund der größeren Fläche und des dickeren Absorbers wird es mit dem Zentralkalorimeter möglich sein, das Flußspektrum unbegleiteter Hadronen bis zu deutlich höheren Energien zu messen, als dies mit dem Prototypkalorimeter möglich ist. Die größere mit Ionisationskammern bestückte Fläche (geplant sind 100 m²) erlaubt es, ein Akzeptanzvolumen ("fiducial volume") zu definieren, ohne die sensitive Detektorfläche deutlich zu verkleinern. Dadurch lassen sich laterale Energieverluste aus dem Kalorimetervolumen praktisch ausschließen. Durch den dickeren Absorber werden longitudinale Energieverluste sehr klein gehalten. Die neue Verstärkerelektronik, die bis zu höchsten Energien keine Sättigungserscheinungen zeigt, bewirkt, daß das Kalorimetersignal bis zu höchsten Hadronenergien linear ansteigt. Durch die größere Detektorfläche und die Daten aus dem umgebenden Detektorarray, wird es möglich sein, Begleitteilchen viel effizienter zu erkennen. Aufgrund neuer, sehr leistungsfähiger Computer, die ausschließlich für das KASCADE-Experiment arbeiten, wird die in dieser Arbeit untersuchte Kovarianzmethode zur Energiebestimmung anwendbar sein.

Neben der zenitwinkelabhängigen Messung des Flußspektrums sollte es mit dem Zentralkalorimeter auch möglich sein, hadronische Schauerkurven für Hadronenergien zu untersuchen, die noch weiter über den heute verfügbaren Beschleunigerenergien liegen als dies bereits beim Prototypkalorimeter der Fall war. Damit sollte es dann möglich sein, Phänomene wie den sogenannten Tien-Shan-Effekt zu untersuchen. Bei diesem Effekt handelt es sich um eine von russischen Gruppen postulierte [YAK92] langlebige, weitreichende hadronische Komponente in Schauern oberhalb von 10 TeV Energie.

Anhang A

Kenndaten geeigneter Flüssigkeiten für Ionisationskammern

Die Daten der folgenden Tabelle sind Arbeiten von S. Geer, R. A. Holroyd und F. Ptohos [GEE90, GEE91] entnommen. Die Autoren haben für die angegebenen Kohlenwasserstoffe die Ergebnisse eigener Messungen mit denen anderer Autoren zusammengestellt.

	TMS $Si(CH_3)_4$	TMP $C_5H_8(CH_3)_4$	TMG $Ge(CH_3)_4$	TMT $Sn(CH_3)_4$
Dichte (g/cm^3)	0.645	0.720	1.006	1.314
Siedepunkt ($^{\circ}C$)	27	123	43	78
Schmelzpunkt ($^{\circ}C$)	-100	-67	-88	-54
Dielektrizitätskonstante	1.92	1.98	2.01	2.25
Beweglichkeit (cm^2/Vs)	98 - 102	28	90	70
G_{fi} bei $10kV/cm$	0.98	1.14	0.95	1.15
$\langle dE/dx \rangle$ (MeV/cm)	1.33	1.55	1.78	2.09
Strahlungslänge (cm)	52.2	62.3	18.2	9.2
Nukleare Wechselwirkungslänge (cm)	129	108	101	89

Tabelle A.1: Kenndaten verschiedener warmer Ionisationsflüssigkeiten.

Anhang B

Schaltplan des Vorverstärkers

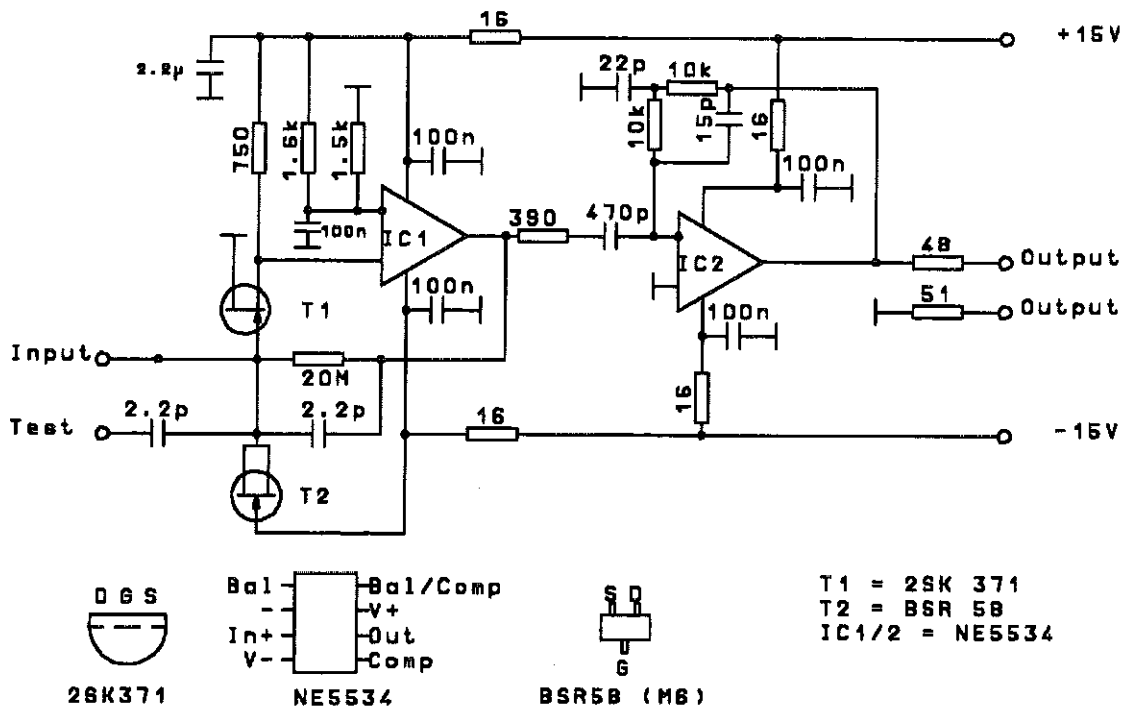


Abbildung B.1: Schaltplan des verwendeten Vorverstärkers. Der Vorverstärker ist in SMD-Technik realisiert

Anhang C

Schaltplan der Triggerlogik

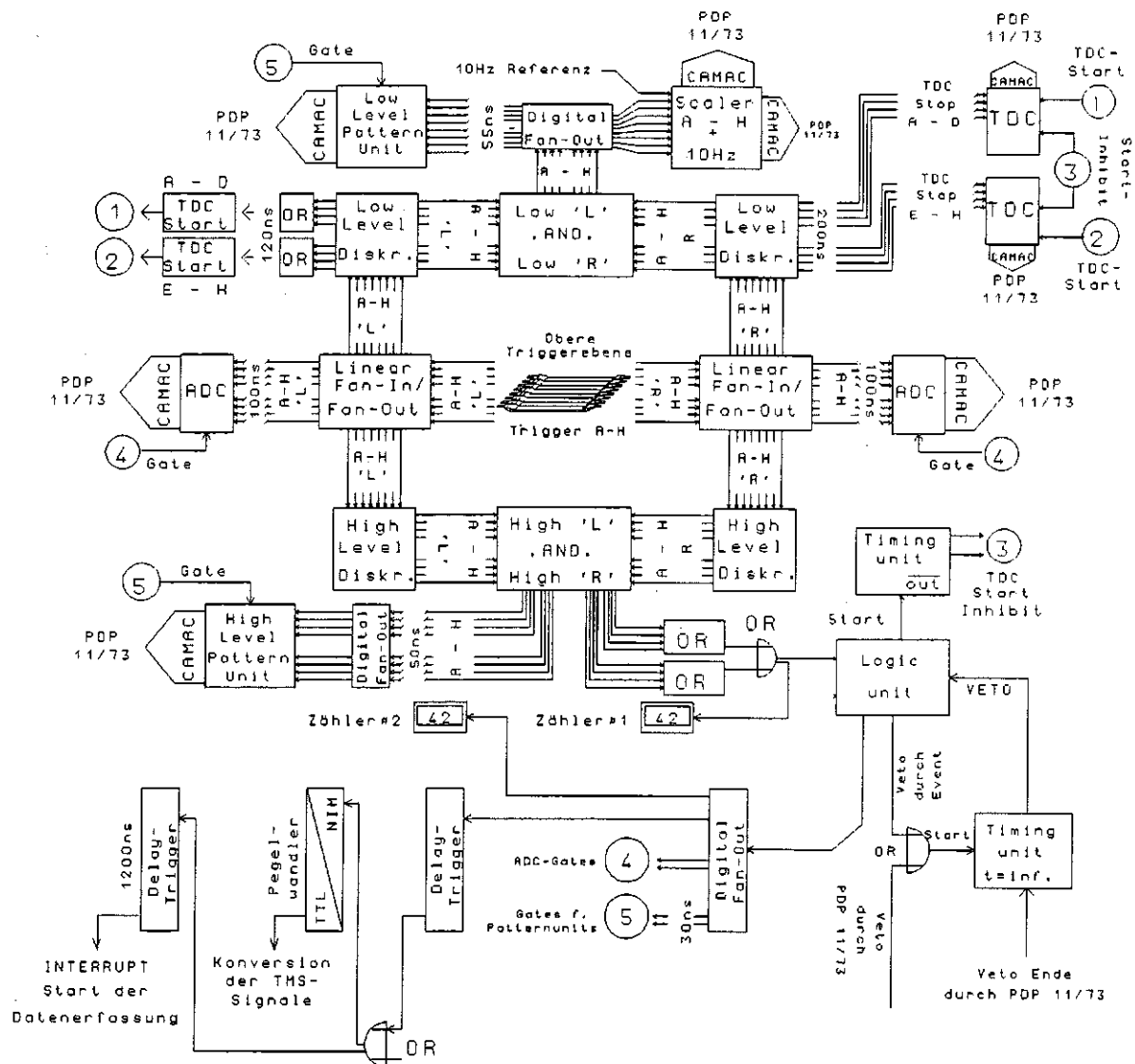


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der Triggerlogik/-elektronik.

Anhang D

Kenndaten der Triggerzähler

Triggerzähler	Ansprechwahrscheinlichkeit (%)					Dämpfungslänge (cm)	
	L	LM	Meßpunkt			PM links	PM rechts
M			MR	R			
A	96.5±0.4	99.3±0.3	99.3±0.1	99.2±0.2	96.6±0.4	191.6±1.8	184.0±2.5
B	92.9±0.2	96.1±0.2	98.9±0.2	95.1±0.2	95.4±1.0	196.0±4.5	193.2±2.2
C	94.1±0.8	94.9±0.2	97.0±0.1	95.0±0.5	93.7±0.5	130.5±1.8	129.3±1.9
D	95.3±0.9	96.7±0.2	97.8±0.1	96.9±0.4	93.4±0.8	183.6±2.7	199.8±2.1
E	95.0±0.1	94.3±0.6	97.9±0.4	96.6±0.3	95.9±0.3	196.8±3.3	206.7±1.8
F	91.9±0.5	90.6±0.1	94.0±0.6	90.7±1.0	91.6±1.5	83.4±0.6	99.5±0.9
G	98.0±0.1	98.4±0.4	99.0±0.5	99.3±0.7	97.0±0.5	171.7±0.6	164.7±1.3
H	98.0±0.6	99.1±0.1	99.9±0.1	99.8±0.2	99.0±0.4	199.6±4.7	185.1±0.9

Tabelle D.1: Kenndaten der Triggerzähler. Die maximal erreichbaren Ansprechwahrscheinlichkeiten wurden durch eine maximale Hochspannung von 2800 V limitiert.

Anhang E

Pion-zu-Nukleon-Verhältnis in der kosmischen Strahlung

Abbildung E.1 zeigt eine Zusammenstellung verschiedener gemessener Pion-zu-Nukleon-Verhältnisse sowie das Ergebnis einer Simulation mit dem CORSIKA Programm. Die Werte von Brooke et al. sind [BRO64c] entnommen. Die Werte von Ashton et al. wurden aus getrennten Messungen des hadronischen Gesamtflusses [ASH75] und des geladenen pionischen Flusses [ASH75] (aus [ALL84]) berechnet. Die Werte von Diggory et al. wurden aus getrennten Messungen des Flusses von Protonen und negativen Pionen berechnet. Dabei wurde von einem Proton/Neutron- bzw. π^+/π^- -Verhältnis von eins ausgegangen. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung [KNA93b] an alle Punkte.

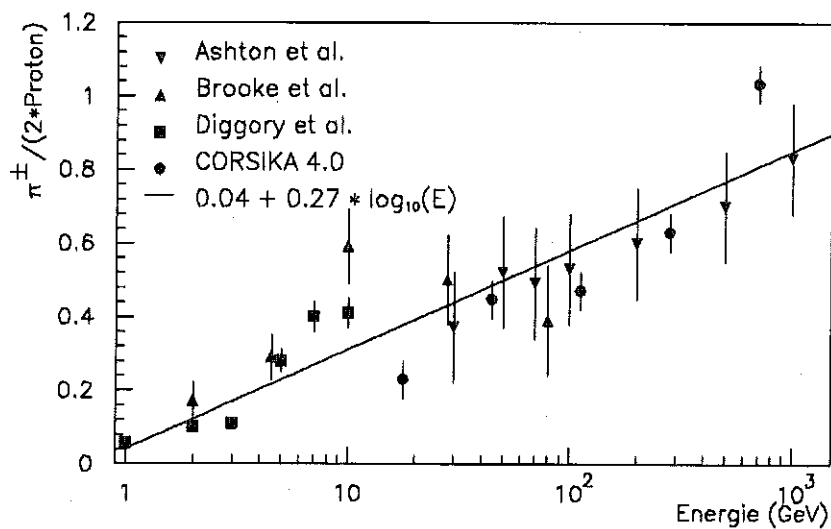


Abbildung E.1: Pion-zu-Nukleon-Verhältnis in der kosmischen Strahlung. [KNA93b]

Anhang F

Physikalische Kalibration der Detektorsignale

Um die Daten der einzelnen Ionisationskammern mit ihren unterschiedlichen Lebensdauern und Vor-/Hauptverstärker-Kombinationen absolut miteinander vergleichen zu können, müssen diese zuerst in deponierte Energie umgerechnet werden.

Zu Beginn der Ereignisanalyse werden daher die digitalisierten Meßwerte der Ionisationskammern mittels der vorab für jeden Kanal bestimmten Werte für Steigung und Pedestal in Ladung umgeeicht.

Anschließend werden die Detektorsignale auf einen Effekt der Vorverstärkerelektronik hin korrigiert : Durch die Art der Signalauskopplung auf den Vorverstärker "sieht" dieser nicht das gesamte Kammersignal sondern nur einen Bruchteil

$$\frac{C_{Kopp.}}{C_{Kopp.} + C_{Kamm.}}$$

Die Kammerkapazität $C_{Kamm.}$ ist für jeden elektronischen Kanal bekannt und liegt im Mittel bei 597 ± 128 pF.

Die Kapazität $C_{Kopp.}$ der verwendeten Koppelkondensatoren verringert sich mit steigender Hochspannung [ZIE92]. Abbildung F.1 zeigt diese Abhängigkeit. Bei 4000V verringert sich die Koppelkapazität von 4700 pF Sollwert auf ca. 3400 pF. Die Korrektur liegt damit bei etwa 8.8 %.

Für die Umrechnung in deponierte Energie gemäß Gleichung 3.1 muß die für den Kanal individuelle Lebensdauer der freien Elektronen sowie die zur Bestimmung der Driftzeit t_D und der feldabhängigen Ladungsausbeute $G(E)$ notwendige Dicke und Betriebsspannung der Ionisationskammer berücksichtigt werden.

Die mittlere Dicke einer Ionisationskammer wird aus der Kapazität zwischen dem Elektrodenblech des Kanals und der Detektorhülle berechnet. Die dazu verwendete Parametrisierung wurde von K. van Nuland vermessen [NUL92]. Auf diese Weise werden Schwankungen der Detektordicke berücksichtigt, die mechanisch nur mit sehr großem Aufwand richtig erfassbar sind. Der Fehler der so berechneten Detektordicken ist kleiner als 6 % [NUL92].

Die feldstärkeabhängige Ladungsausbeute wird aus der in Abbildung 3.3 dargestellten Parametrisierung berechnet.

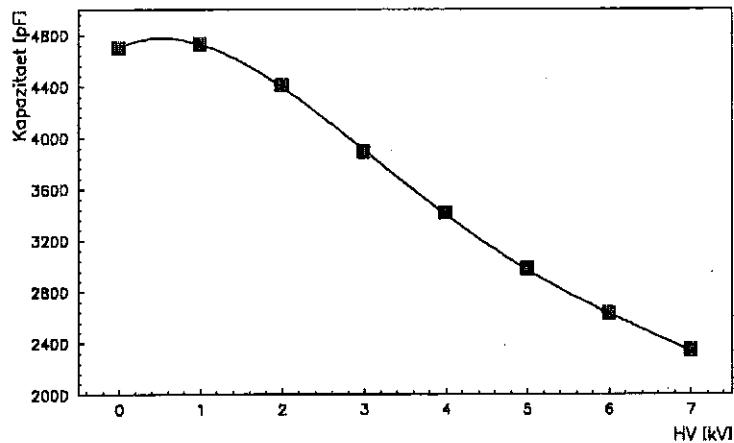


Abbildung F.1: Spannungsabhängigkeit der Koppelkapazität.

Ist die für einen Kanal berechnete Energiedeposition kleiner Null oder kleiner als das für ihn als Funktion seiner Dicke berechnete minimale Myonsignal (im Mittel ca. 0.65 MeV), wird dieser Kanal Null gesetzt ("Zerosuppression"). Durch diese Unterdrückung kleiner Detektorsignale wird die Anzahl der bei der Spurrekonstruktion zu berücksichtigenden Kanäle verringert und die Erkennung hadronischer Schauer im Detektor erleichtert.

Anhang G

Gemessene Hadronflüsse auf Meereshöhe

G.1 Prototypkalorimeter

Energiebereich (GeV)	(Energie) (GeV)	Anzahl rek. Hadronen	Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹
3.2 - 5.6	4.1	902	$(6.1 \pm 0.20) \cdot 10^{-2}$
5.6 - 10.0	7.2	5170	$(1.7 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$
10.0 - 17.8	12.9	7335	$(4.8 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
17.8 - 31.6	22.9	8365	$(9.8 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$
31.6 - 56.2	40.7	9420	$(2.0 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$
56.2 - 100.0	72.4	7840	$(3.9 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}$
100 - 178	128.6	4595	$(7.7 \pm 0.11) \cdot 10^{-6}$
178 - 316	229.0	1980	$(1.4 \pm 0.03) \cdot 10^{-6}$
316 - 562	407.2	853	$(3.2 \pm 0.11) \cdot 10^{-7}$
562 - 1000	724.0	361	$(7.4 \pm 0.40) \cdot 10^{-8}$
1000 - 1778	1288	122	$(1.4 \pm 0.13) \cdot 10^{-8}$
1778 - 3162	2290	48	$(2.9 \pm 0.42) \cdot 10^{-9}$
3162 - 5623	4072	13	$(4.2 \pm 1.20) \cdot 10^{-10}$
5623 - 10000	7241	2	$(3.3 \pm 2.30) \cdot 10^{-11}$
10000 - 17783	12877	1	$(8.6 \pm 8.60) \cdot 10^{-12}$

Tabelle G.1: Hadronflüsse gemessen mit Prototypkalorimeter. Angegeben sind die gemessenen Flüsse 110 m über dem Meeresspiegel. Die Korrektur auf Meereshöhe beträgt ca. -10 %. Angegeben sind die statistischen Fehler. Der systematische Fehler, der sich zusammensetzt aus der Unsicherheit der Akzeptanz und der Energiebestimmung, beträgt für Hadronenergien unterhalb 1 TeV etwa 20 %, bzw. 30 % für Energien im TeV-Bereich.

G.2 Ashton und Saleh 1975

$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹	$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹
26.22	$(1.26 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$	600	$(1.69 \pm 0.30) \cdot 10^{-7}$
50	$(2.98 \pm 1.49) \cdot 10^{-4}$	850	$(9.84 \pm 0.97) \cdot 10^{-8}$
90	$(6.00 \pm 2.96) \cdot 10^{-5}$	1075	$(4.70 \pm 0.92) \cdot 10^{-8}$
128	$(1.11 \pm 2.25) \cdot 10^{-6}$	1350	$(2.81 \pm 0.99) \cdot 10^{-8}$
170	$(4.04 \pm 0.58) \cdot 10^{-6}$	2100	$(8.77 \pm 1.83) \cdot 10^{-9}$
230	$(1.86 \pm 0.22) \cdot 10^{-6}$	3000	$(5.54 \pm 2.74) \cdot 10^{-9}$
320	$(1.29 \pm 0.64) \cdot 10^{-7}$	5000	$(8.00 \pm 2.08) \cdot 10^{-10}$
470	$(2.91 \pm 0.45) \cdot 10^{-7}$	8000	$(1.95 \pm 1.11) \cdot 10^{-10}$

Tabelle G.2: **Hadronflüsse gemessen von Ashton und Saleh.** Die Zahlenwerte mußten aus einer Abbildung in [ASH75] abgelesen werden. Die Messung fand in Durham, 50 m über Meeresniveau satt. Die Daten werden als "at sea level" bezeichnet, so daß die Korrektur von ca. -5 % bis zu Meeresniveau wahrscheinlich schon in die Daten eingerechnet ist.

G.3 Brooke und Wolfendale 1964

$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	gem. Protonfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹	ber. Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹
1.39	$(8.40 \pm 0.75) \cdot 10^{-1}$	$(1.72 \pm 0.15) \cdot 10^{-0}$
1.79	$(2.85 \pm 0.30) \cdot 10^{-1}$	$(5.90 \pm 0.60) \cdot 10^{-1}$
2.32	$(2.26 \pm 0.20) \cdot 10^{-1}$	$(4.20 \pm 0.40) \cdot 10^{-1}$
3.09	$(7.64 \pm 0.88) \cdot 10^{-2}$	$(1.65 \pm 0.20) \cdot 10^{-1}$
4.70	$(3.40 \pm 0.36) \cdot 10^{-2}$	$(7.52 \pm 0.80) \cdot 10^{-2}$
6.23	$(1.40 \pm 0.46) \cdot 10^{-2}$	$(3.17 \pm 1.06) \cdot 10^{-2}$
10.3	$(4.60 \pm 1.20) \cdot 10^{-3}$	$(1.07 \pm 0.28) \cdot 10^{-2}$
18.0	$(1.17 \pm 0.47) \cdot 10^{-3}$	$(2.8 \pm 1.10) \cdot 10^{-3}$
27.5	$(2.95 \pm 0.94) \cdot 10^{-4}$	$(7.16 \pm 2.36) \cdot 10^{-4}$
79.0	$(2.30 \pm 1.40) \cdot 10^{-5}$	$(5.87 \pm 3.69) \cdot 10^{-5}$

Tabelle G.3: **Protonflüsse gemessen von Brooke und Wolfendale.** Die Zahlenwerte sind [BRO64a] entnommen. Aus den Protonflüssen wurde der hadronische Gesamtfluß unter Verwendung der in Anhang E dargestellten Parametrisierung des Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses berechnet. Die Messung fand ebenfalls in Durham, 50 m über Meeresniveau satt. Die Daten werden als "at sea level" bezeichnet, so daß die Korrektur von ca. -5 % bis zu Meeresniveau wahrscheinlich schon in die Daten eingerechnet ist.

G.4 Fickle und Lamb 1979

⟨ Energie ⟩ (GeV)	Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹	⟨ Energie ⟩ (GeV)	Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹
28.0	$(3.57 \pm 0.52) \cdot 10^{-4}$	171	$(1.91 \pm 0.29) \cdot 10^{-6}$
36.6	$(1.64 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$	224	$(1.18 \pm 0.23) \cdot 10^{-6}$
46.7	$(8.79 \pm 0.98) \cdot 10^{-5}$	286	$(5.83 \pm 1.40) \cdot 10^{-7}$
60.0	$(4.43 \pm 0.39) \cdot 10^{-5}$	382	$(2.29 \pm 0.74) \cdot 10^{-7}$
76.4	$(2.29 \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$	511	$(8.75 \pm 3.91) \cdot 10^{-8}$
98.0	$(1.14 \pm 0.09) \cdot 10^{-5}$	894	$(3.17 \pm 1.79) \cdot 10^{-8}$
130	$(5.68 \pm 0.62) \cdot 10^{-6}$		

Tabelle G.4: Hadronflüsse gemessen von Fickle und Lamb. Die Zahlenwerte mußten aus einer Abbildung in [FIC79] abgelesen werden. Angegeben sind die Flüsse, gemessen in einer Höhe von 382 m über dem Meeresspiegel. Die notwendige Korrektur beträgt -33 %.

G.5 Diggory et al. 1974

⟨ Energie ⟩ (GeV)	gem. Protonfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹	ber. Hadronfluß ($m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV$) ⁻¹
1.37	$(7.45 \pm 0.14) \cdot 10^{-1}$	$(1.50 \pm 0.10) \cdot 10^{-0}$
2.21	$(2.37 \pm 0.40) \cdot 10^{-1}$	$(5.05 \pm 1.04) \cdot 10^{-1}$
3.14	$(1.22 \pm 0.25) \cdot 10^{-1}$	$(2.63 \pm 0.53) \cdot 10^{-1}$
5.08	$(5.31 \pm 0.18) \cdot 10^{-2}$	$(1.18 \pm 0.04) \cdot 10^{-1}$
7.06	$(1.66 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}$	$(3.75 \pm 0.24) \cdot 10^{-2}$
10.0	$(3.76 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$	$(8.53 \pm 0.71) \cdot 10^{-3}$
20.0	$(9.27 \pm 1.00) \cdot 10^{-4}$	$(2.19 \pm 0.26) \cdot 10^{-3}$

Tabelle G.5: Protonflüsse gemessen von Diggory et al. . Die Zahlenwerte sind [DIG74] entnommen. Die Messung fand ebenfalls in Durham, 50 m über Meeresniveau statt. Die Daten werden als "at sea level" bezeichnet, so daß die Korrektur von ca. -5 % bis zu Meeresniveau wahrscheinlich schon in die Daten eingerechnet ist. Aus den Protonflüssen wurde der hadronische Gesamtfluß unter Verwendung der in Anhang E dargestellten Parametrisierung des Pion-zu-Nukleon-Verhältnisses berechnet.

G.6 Baruch et al. 1978

$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	Hadronfluß $(m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}$	$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	Hadronfluß $(m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}$
820	$(8.15 \pm 0.49) \cdot 10^{-8}$	4000	$(8.20 \pm 2.73) \cdot 10^{-10}$
1200	$(2.69 \pm 0.27) \cdot 10^{-8}$	8000	$(1.99 \pm 0.92) \cdot 10^{-10}$
2000	$(7.61 \pm 1.00) \cdot 10^{-9}$	16000	$(1.51 \pm 2.13) \cdot 10^{-11}$

Tabelle G.6: **Hadronflüsse gemessen von Baruch et al.** . Die Zahlenwerte sind [BAR79] entnommen. Die Messung fand in einer Höhe von 240 m über Meeresniveau (Haverah Park) statt. Die Autoren bezeichnen ihren Fluß jedoch als 'at sea level', sodaß die notwendige Höhenkorrektur von ca. -20 % wahrscheinlich schon in den Daten berücksichtigt ist.

G.7 Cowan und Matthews 1971

$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	Hadronfluß $(m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}$	$\langle \text{Energie} \rangle$ (GeV)	Hadronfluß $(m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}$
227	$(1.32 \pm 0.12) \cdot 10^{-6}$	1000	$(1.21 \pm 0.20) \cdot 10^{-8}$
400	$(2.18 \pm 0.25) \cdot 10^{-7}$	3000	$(3.62 \pm 0.98) \cdot 10^{-10}$
800	$(2.50 \pm 0.37) \cdot 10^{-6}$		

Tabelle G.7: **Hadronflüsse gemessen von Cowan und Matthews.** Die Zahlenwerte mußten aus einer Abbildung in [COW71] abgelesen werden. Angegeben sind die Flüsse gemessen ca. 250 m über dem Meeresspiegel. Die Autoren selber bezeichnen ihren Fluß als 'near sea level', so daß die notwendige Höhenkorrektur von ca. -20 % in den Daten noch nicht berücksichtigt ist.

Literaturverzeichnis

- [ACT90] P. D. Acton et al., *Proc. 21st ICRC Adelaide 1990*,12, 1990
- [AGL90] M. Aglietta et al., *Proc. 21st ICRC Adelaide 1990*,10, 1990
- [AKA81] M. Akashi et al., *Phys. Rev. D*,24,1981, S. 2353
- [ALL71] O. C. Allkofer et al., *Proc. 12th ICRC Hobart 1971*
- [ALL75] O. C. Allkofer, "Introduction to Cosmic Radiation",
Karl Thiernig Verlag, München, 1975
- [ALL84] O. C. Allkofer und P. K. F. Grieder, "Cosmic Rays on Earth",
Physik Daten 25-1, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1984
- [ALT90] T. Altherr und J. C. Seixas, *CERN-TH.5758/89* , 1990
- [ASH75] F. Ashton und A. J. Saleh, *Nature*,256, 1975, S. 387
- [AUB92] B. Aubert et al. (WALIC-Collaboration) , *Nucl. Instr. and Meth.*,A316, 1992,
S. 165
- [AVA90] V. V. Avakian et al., *Proc. 21st ICRC Adelaide 1990*,8, 1990
- [BAD67] G. D. Badhwar et al., *Nucl. Instr. and Meth.*,57, 1967, S. 116
- [BAL84] R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev. Lett.*,52, 1984, S. 1380
- [BAL85] R. M. Baltrusaitis et al., *Astrophys. J.*,293, 1985, S. L69
- [BAR79] J. E. F. Baruch et al., *J. Phys. G : Nucl. Phys.*,Vol. 5, No 4, 1979, S. 595
- [BEL66] S. A. Bel'skii und A. M. Romanov, *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. (USA)*,29,
1966, S. 1503
- [BEU68] K. P. Beuermann und G. Wibberenz, *Can. J. Phys.*,46, 1968, S. S1034
- [BHA74] D. P. Bhattacharyya, *J. Phys. A : Math., Nucl. Gen.*,Vol. 7, No 6, 1974, S.
158
- [BIR51] J. B. Birks, *Proc. Phys. Soc.*,64, 1951, S. 874

- [BIR64] J. B. Birks, "The Theory And Practice of Scintillation Counting", Pergamon Press, 1964
- [BOL91] J. Bolz, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1991
- [BRO64a] G. Brooke und A. W. Wolfendale, *Proc. Phys. Soc.*, **83**, 1964, S. 843
- [BRO64b] G. Brooke et al., *Proc. Phys. Soc.*, **83**, 1964, S. 853
- [BRO64c] G. Brooke, M. A. Meyer und A. W. Wolfendale, *Proc. Phys. Soc.*, **83**, 1964, S. 871
- [BRO73] G. Brooke, "Protons and Pions", aus A. W. Wolfendale (Editor) "Cosmic rays at ground level", S. 57, The Institute of Physics, 1973, ISBN 0-85498-025-3
- [BRU84] R. Brun et al., GEANT, *CERN Data Handling Division*, **DD/EE/84-1**, 1984
- [BUR90] T. H. Burnett et al. (JACEE Kollaboration), *Astrophys. J.*, **349**, 1990, S. L25
- [CAS89] G. L. Cassiday et al., *Phys. Rev. Lett.*, **V62**, 1989, S. 383
- [CAP92] J. N. Capdevielle et al., *The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA*, KfK-Bericht 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [COC61] G. Cocconi, aus *S. Flügge, Handbuch der Physik, Band XLVI/1*, Springer Verlag, Berlin 1961
- [COW71] E. W. Cowan und K. Matthews, *Phys. Rev. D*, **4**, No. 1, 1971, S. 37
- [CRA70] R. L. Craun und D. L. Smith, *Nucl. Instr. and Meth.*, **80**, 1970, S. 239
- [DIG74] I. S. Diggory et al., *J. Phys. A : Math., Nucl. Gen.*, **Vol. 7, No 6**, 1974, S. 741
- [DOL90] P. Doll et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*, KfK-Bericht 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990
- [ENG84] J. Engler et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A223**, 1984, S. 47
- [ENG92] J. Engler et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A311**, 1992, S. 479
- [ENG93] J. Engler, *Persönliche Mitteilung*, 1993
- [FAB82] C. W. Fabjan und T. Ludlam, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **Vol. 32**, 1982
- [FAB85] C. W. Fabjan, "Calorimetry in High-Energy Physics", aus T. Ferbel (Editor) "Experimental Techniques in High Energy Physics", S. 257, Addison-Wesley Publishing Company, ISBN 0-201-11487-9
- [FAI90] H. Faidas et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **A294**, 1990, S. 575
- [FES85] H. Fesefeldt, **PITHA 85/02**, 1985

- [FIC79] R. K. Fickle und R. C. Lamb, *Lettere al Nuovo Cimento*, Vol. 25, No 10, 1979, S. 289
- [FÖL93] M. Föller, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1993
- [FRO61] M. Froissart, *Phys. Rev.*, 123, 1961, S. 1053
- [GAB92] P. Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1992 und KfK-Bericht 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [GAB93] P. Gabriel, *Persönliche Mitteilung*, 1993
- [GAB93b] P. Gabriel, *Persönliche Mitteilung*, 1993
- [GEE90] S. Geer, R. A. Holroyd und F. Ptohos, *Nucl. Instr. and Meth.*, A287, 1990, S. 447
- [GEE91] S. Geer, R. A. Holroyd und F. Ptohos, *Nucl. Instr. and Meth.*, A301, 1991, S. 61
- [GET88] M. Gettert, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1988
- [GLA70] R. J. Glauber und G. Matthiae, *Nucl. Phys.*, B21, 1970, S. 135
- [GLA92] R. Glasstätter, *Persönliche Mitteilung*, 1992
- [GRE56] K. Greisen, *Progr. Cosmic Ray Phys. Band 3*, Kap.1, 1956
- [HES12] V. F. Hess, *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1912, S. 1084
- [HIL84] A. M. Hillas, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 22, 1984, S. 425
- [HON93] M. Honda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 70, 1993, S. 525
- [JUN85] H. Jungblut und W. F. Schmidt, *Nucl. Instr. and Meth.*, A241, 1985, S. 616
- [KEI81] H. Keim, J. Engler und G. Schmidt, *Interner Bericht*, 1981, (unveröffentlicht)
- [KEW90] D. Kewley et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A290, 1990, S. 346
- [KLE87] K. Kleinknecht, "Detektoren für Teilchenstrahlung", 2. Auflage B. G. Teubner, Stuttgart, 1987, ISBN 3-519-13058-0
- [KNA92] J. Knapp, *Persönliche Mitteilung*, 1992
- [KNA93] J. Knapp, *Persönliche Mitteilung*, 1993
- [KNA93b] J. Knapp, *Persönliche Mitteilung*, 1993
- [LON75] E. Longo und I. Sestili, *Nucl. Instr. and Meth.*, 128, 1975, S. 283
- [MAY90] H. J. Mayer, *Nucl. Instr. and Meth.*, A294, 1990, S. 651

- [MAY92] H. J. Mayer, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A311**, 1992, S. 327
- [MOU91] D. Moucka, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1991
- [MÜL91] D. Müller et al., *Astrophys. J.*, **374**, 1991, S. 356
- [NAM75] R. Nam et al. (Tien Shan Kollaboration), *Proc. 14th ICRC München 1975*, **7**, 1975
- [NUL92] K. van Nuland, *Interner Bericht*, 1992, (unveröffentlicht)
- [RAN83] J. Ranft und S. Ritter, *Z. Phys. C*, **20**, 1983, S. 347
- [RPP90] "Review of Particle Properties", *Physics Letters*, **B239**, 1990
- [SAM83] M. Samorski, W. Stamm, *Astrophys. J.*, **268**, 1983, S. L17
- [SCH91] G. Schatz, *Interner Bericht*, 1991, (unveröffentlicht)
- [SCH93] W. F. Schmidt, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A327**, 1993, S. 83
- [SIM83] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**, 1983, S. 326
- [SIO77] F. Siohan et al., *J. Phys. G : Nucl. Phys.*, **Vol. 3**, 1977, S. 1157
- [SIO78] F. Siohan et al., *J. Phys. G : Nucl. Phys.*, **Vol. 4**, 1978, S. 1169
- [SOK89] Pierre Sokolsky, "Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics", Addison-Wesley Publishing Company, 1989, ISBN 0-201-17634-3
- [SUP91] R. Supper, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1991 und KfK-Bericht 4966, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1991
- [VÖL92] G. Völker, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1991 und KfK-Bericht 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [WDO73] J. Wdowczyk, "Extensive air showers below 10^{17} eV", aus A. W. Wolfendale (Editor) "Cosmic rays at ground level", S. 137, The Institute of Physics, 1973, ISBN 0-85498-025-3
- [YAK92] V. F. Yakovlev, *Proc. 7th International Symposium On Very High Energy Cosmic-Ray Interactions, Ann Arbor 1992*, American Institute of Physics, ISBN 1-56396-038-9, Seite 154
- [YOD83] G. B. Yodh et al., *Phys. Rev. D*, **27**, No. 5, 1983, S. 1183
- [ZIE92] P. Ziegler, *Persönliche Mitteilung*, 1992

Abbildungsverzeichnis

1.1	Differentielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung	5
1.2	Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem . .	6
1.3	Schemadarstellung der Luftschauerentwicklung in der Atmosphäre	9
2.1	Auslegung des KASCADE-Experimentes	17
2.2	KASCADE Arraydetektor im Querschnitt und Aufsicht auf einen Myon- detektor	19
2.3	Querschnitt durch den Zentraldetektor	20
3.1	Schematischer Aufbau des KASCADE-Prototypkalorimeters	22
3.2	Mechanischer Aufbau einer TMS-Flüssigkeitsionisationskammer	24
3.3	Abhängigkeit des G-Faktors in TMS vom elektrischen Feld	25
3.4	Anteil der meßbaren Ladung als Funktion von τ/t_d	27
3.5	Verteilung der Lebensdauern der Detektoren im Prototypkalorimeter . . .	29
3.6	Schematische Darstellung des Signalweges der Kammersignale	30
3.7	Verteilung des elektronischen Rauschens im Prototypkalorimeter	32
3.8	Ansicht eines Triggerzählers des Prototypkalorimeters	33
3.9	Eichung eines TDC mit rekonstruierten Hadronschauern	35
3.10	Ortsauflösung des Triggersystems in Y-Richtung	35
3.11	Pulshöhenspektren für Myonen	37
3.12	Bestimmung der optischen Dämpfung eines Triggers	37
3.13	Einmessen eines Triggerzählers mit Myonen	38
3.14	Mit GEANT simulierte Ansprechwahrscheinlichkeiten des Triggersystems .	40
3.15	Erwartete differentielle Triggerrate für Myonen, Hadronen und Elektronen	42
3.16	Mittlere Anzahl der durch ein einzelnes Hadron ausgelösten Triggerzähler .	43
3.17	Akzeptanz des Triggersystems für koinzidente Hadronen	44
4.1	Akzeptierte Triggermuster	46
4.2	Beispiel für das Clustern der Energiedepositionen	49

4.3	Mustererkennung von Hadronschauern	50
4.4	Akzeptanz der Mustererkennung für Hadronen und Myonen	51
4.5	Differentielle Rekonstruktionsrate von Hadronen und Myonen	52
4.6	Rekonstruktionsrate unbegleiteter Hadronen und mißidentifizierter Myonen	53
4.7	Test der Schauerrekonstruktion	55
4.8	Prozentualer Anteil der rekonstruierten Schauerenergie	56
4.9	Abstand zwischen Doppelhadronen im Prototypkalorimeter	57
4.10	Rekonstruiertes Doppelhadronereignis	57
4.11	Energiesumme im Kalorimeter gegen Energie im Schauer eines unbegleiteten Hadrons	58
4.12	Energie im Kalorimeter gegen die Energiesumme von Doppelhadronen . . .	59
4.13	Gewichtete Energiesumme in 7 bzw. 5 TMS-Ebenen	60
4.14	Mittlere Zahl gesättigter Kanäle in einem Schauer als Funktion der Hadronenergie	62
4.15	Einfluß der Sättigung auf die Linearität des Kalorimeters	62
4.16	Verallgemeinertes Chi-Quadrat als Funktion der Hadronenergie	64
4.17	Energieauflösungen der verschiedenen Methoden der Energierekonstruktion	65
4.18	Vergleich der rekonstruierten Energien mit beiden Methoden	66
4.19	Schauerkurven	67
4.20	$P_{E_{Prim.}}$ für $\alpha = 2.7$	68
4.21	$P_{E_{Prim.}}$ für $\alpha = 4.5$ und 0	69
4.22	Unsicherheit bei der Bestimmung der wahrscheinlichsten Hadronenergie gegen den Spektralindex	70
4.23	E_0^{mp} gegen $E_0^{rek.}$	71
4.24	Unsicherheit bei der Bestimmung der wahrscheinlichsten Primärenergie gegen rekonstruierte Hadronenergie	72
4.25	Einfluß von $\alpha_{Korr.}$ auf den Spektralindex des gemessenen Flußspektrums .	72
4.26	Mittlere Energie rekonstruierter Hadronen als Funktion der Experimentdauer	73
4.27	Gemessenes Flußspektrum unbegleiteter Hadronen in steiler Darstellung . .	75
4.28	Gemessenes Flußspektrum unbegleiteter Hadronen in flacher Darstellung .	77
4.29	Gemessene Proton-Luft Wirkungsquerschnitte aus Höhenstrahlexperimenten	82
B.1	Schaltplan des verwendeten Vorverstärkers	II
C.1	Schematische Darstellung der Triggerlogik/-elektronik	III
E.1	Pion-zu-Nukleon-Verhältnis in der kosmischen Strahlung	V
F.1	Spannungsabhängigkeit der Koppelkapazität	VII

Tabellenverzeichnis

2.1	Kenngößen des KASCADE-Experimentes	21
4.1	Vergleich der Experimente	79
4.2	Aus dem gemessenen Flußspektrum berechnete Proton-Luft Wirkungsquerschnitte	81
4.3	Parameter der Anpassung an gemessene Wirkungsquerschnitte unterhalb einer Energie von 100 TeV	82
A.1	Kenndaten verschiedener warmer Ionisationsflüssigkeiten	I
D.1	Kenndaten der Triggerzähler	IV
G.1	Hadronflüsse gemessen mit Prototypkalorimeter	VIII
G.2	Hadronflüsse gemessen von Ashton und Saleh	IX
G.3	Protonflüsse gemessen von Brooke und Wolfendale	IX
G.4	Hadronflüsse gemessen von Fickle und Lamb	X
G.5	Protonflüsse gemessen von Diggory et al.	X
G.6	Hadronflüsse gemessen von Baruch et al.	XI
G.7	Hadronflüsse gemessen von Cowan und Matthews	XI