

KfK 5023
April 1992

**Ein Detektorsystem zum
Nachweis von Myonen in
ausgedehnten Luftschauern für
das KASCADE-Projekt**

W. Kriegleder
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5023

Ein Detektorsystem zum Nachweis von
Myonen in ausgedehnten Luftschauern
für das KASCADE-Projekt

Wolfgang Kriegleder

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, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Das KASCADE-Experiment hat die Aufgabe, die hadronische, die elektromagnetische und die myonische Komponente in einem ausgedehnten Luftschauer gleichzeitig mit hoher Präzision zu messen. Dadurch sollen Art, Energie und Richtung des kosmischen Primärteilchens bestimmt werden, das durch die Kollision mit einem Atomkern der oberen Atmosphäre die Teilchenkaskade ausgelöst hat. Das Ziel ist die Ermittlung des Energiespektrums der primären kosmischen Strahlung, die Analyse der chemischen Zusammensetzung bei verschiedenen Energien und vielleicht das Auffinden von Punktquellen ultrahochenergetischer Teilchen. Mit diesen Daten können die verschiedenen Modelle zur Erzeugung ultrahoher Energien überprüft werden.

Zum Nachweis der myonischen Komponente wurde in dieser Arbeit ein Detektor aus großflächigen Szintillatorplatten entwickelt, die an den Seiten durch Wellenlängenschieber-Stäbe ausgelesen werden. Der Detektor besteht aus vier Segmenten mit einer Fläche von jeweils $0,81 \text{ m}^2$. In einem Segment kann die geringe Ortsabhängigkeit des Signals durch die Restinhomogenität der Detektorantwort von $\sigma_{in} = 3,8\%$ beschrieben werden. Werden die Segmente aufeinander abgeglichen, gilt dieser Wert für die gesamte Detektorfläche von $3,24 \text{ m}^2$. Die Zeitauflösung eines Segments beträgt $\sigma_t = 1,7 \text{ nsec}$.

16 dieser Detektoren wurden in einem Prototypcluster durch Messungen an Luftschauern getestet. Dieses Prototypcluster stellt das erste von insgesamt 16 Clustern des geplanten Arrays dar. Die Meßelektronik wurde aus handelsüblichen Modulen aufgebaut. Im Rahmen eines Eichexperiments mit unkorrelierten kosmischen Myonen wurden die Detektoren sorgfältig aufeinander abgeglichen. Es wurde die Möglichkeit getestet, Veränderungen an den Detektoren über einen längeren Zeitraum oder nach einem Umbau durch ein solches Experiment zu dokumentieren. Während einer Meßzeit von insgesamt 17 Tagen wurden mit drei verschiedenen Triggerbedingungen insgesamt 510768 Schauer aufgenommen. Die Auswertung der Daten erfolgte nach verschiedenen Gesichtspunkten. Zunächst wurden die Möglichkeiten untersucht, aus den schauergetriggerten Daten Informationen über die Qualität der Detektoren und ihrer Einzelkomponenten zu gewinnen, z. B. Qualität des Abgleichs der Photomultiplier, Gleichheit der Segmente eines Detektors und Gleichheit der 16 Detektoren. Danach wurde versucht, durch Ausnutzung der segmentierten Struktur des Detektors die Zahl der Myonen in den unter verschiedenen

Triggerbedingungen aufgenommenen Schauern zu bestimmen. Durch Einbeziehung der Energiespektren der e/γ -Detektoren in die Analyse konnten die Daten der μ -Detektoren auf diskrete Ein- und Zweiteilchenspektren reduziert werden. Für eine mittlere Entfernung von 40 m vom Schauerzentrum konnte der mittlere Wert der vom Punch-Through in den Detektoren deponierten Energie bestimmt werden. Er beträgt 1,9 MeV, dies entspricht etwa 35% eines Myonensignals von 5,4 MeV. Dieses Verhältnis stimmt gut mit den Ergebnissen der Simulation überein.

Abstract

A detector system to measure muons in extensive air showers for the KASCADE-project

The KASCADE-experiment aims to measure the hadronic, the electromagnetic and the muonic component of an extensive air shower simultaneously with high precision. Energy, direction and nature of the primary cosmic particle will be determined, which has initiated the particle cascade by a collision with a nucleus in the higher atmosphere. The determination of the primary cosmic ray energy spectrum, the analysis of the chemical composition at different energies and the search for point sources of particles with ultra high energies are the main goals of the experiment. With the help of these data, different models concerning the origin of ultra high energy cosmic ray particles can be tested.

To measure the muonic component, a detector has been developed consisting of large scintillator sheets read out by wave lengths shifter bars at all edges. The detector consists of four segments with an area of 0.81 m^2 each. In one single segment the small position dependence of the signal can be described by the detector response inhomogeneity of $\sigma_{in} = 3.8\%$. When the segments are adjusted, this value describes the whole detector area of 3.24 m^2 . One single segment has a time resolution of $\sigma_t = 1.7 \text{ nsec}$.

16 of these detectors were tested in a prototype cluster by experiments with air showers. This prototype cluster is the first out of 16 clusters of the full array which is now under construction. The experiment electronic was set up by the use of commercial modules. Using uncorrelated cosmic muons, the detectors were carefully calibrated. A procedure was examined to study variations of the detector response over a long time interval or after an experimental modification. Within 17 days 510768 showers were recorded under three different trigger conditions. By analysing the data various aspects were studied. First, methods were investigated to get informations from shower events about the quality of the detectors and their components, e.g. the quality of the photomultiplier matching and the calibration of the detector segments and of the 16 detectors. Then the segmented structure of the detectors was used to determine the number of muons in the showers measured under the various trigger conditions. By including the energy spectra of the electron/gamma-detectors into the analysis the data of muon-detectors could be reduced to discrete

one and two particle spectra. For an average distance of 40 m from the shower core the mean value of the energy deposit in the detectors caused by punch-through was determined. It amounts to 1.9 MeV. This corresponds to 35% of a typical muon signal of 5,4 MeV. This relation agrees well with the results of the simulation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Ausgedehnte Luftschauer	4
2.1	Entstehung und Teilchenreaktionen	4
2.2	Longitudinale Entwicklung	7
2.3	Lateralverteilung	8
2.4	CORSIKA-Simulationen zur Schauerentwicklung	9
3	Das KASCADE-Projekt	16
3.1	Aufgabenstellung	16
3.1.1	Das Spektrum der kosmischen Primärteilchen	16
3.1.2	Punktquellen	17
3.2	Das KASCADE-Experiment	19
4	Der μ-Detektor	22
4.1	Anforderungen an den μ -Detektor	22
4.2	Beschreibung des μ -Detektors	23
4.3	Antwortfunktion des Detektors auf Myonen	25
4.3.1	Das Einteilchenspektrum	25
4.3.2	Uniformität der Detektorantwort	29
5	Die Komponenten des μ-Detektors	32
5.1	Der Wellenlängenschieber	32
5.2	Der Photomultiplier	35
5.3	Der Winkellichtleiter	36
5.4	Der Szintillator	37
6	Das Prototypcluster	41
6.1	Die Detektorstation	41
6.2	Struktur und Aufbau des Prototypclusters	43
6.3	Energieeichmessungen	45
6.4	Zeitverhalten der μ -Detektoren	50
6.5	Elektronikaufbau für Messungen an Luftschauern	52
6.6	Datenerfassung für das Luftschauerexperiment	55

INHALTSVERZEICHNIS

7	Ergebnisse der Messungen an Luftschauern	56
7.1	Die Rohdaten	56
7.2	Einfache Spektren	58
7.3	Zählen von Myonen	61
7.4	Einbeziehung der e/γ -Detektoren in die Analyse	70
7.5	Analyse des Untergrunds	73
8	Ausblick	79
8.1	Status der μ -Detektoren bei Abschluß dieser Arbeit	79
8.2	Aktuelle Entwicklungen	80
8.3	Erwartete Fähigkeiten des gesamten Arrays	81
A	ANHANG: Absorptions- und Emissionsspektren	85
A.1	Der Szintillator	85
A.2	Der Wellenlängenschieber	87
B	ANHANG: Der Photomultiplier	88
C	ANHANG: Detailzeichnung des μ-Detektors	91
D	ANHANG: Liste der Elektronikbegriffe und Abkürzungen	93
E	ANHANG: Literaturverzeichnis	95

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schema der Entstehung eines ausgedehnten Luftschauers	4
2.2	Lateralverteilung der Elektronen bei $E = 10^{15}$ eV	12
2.3	Lateralverteilung der Photonen bei $E = 10^{15}$ eV	12
2.4	Lateralverteilung der Hadronen (mit $E_h \geq 10^{10}$ eV) bei $E = 10^{15}$ eV .	13
2.5	Lateralverteilung der Myonen bei $E = 10^{15}$ eV	13
2.6	Energiespektrum der Myonen bei $E = 10^{15}$ eV	14
2.7	Myonenzahlspektrum bei $E = 10^{15}$ eV	14
2.8	Myonenzahl als Funktion der Primärenergie	15
2.9	Myonenzahl als Funktion der Elektronenzahl	15
3.1	Differenzielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^2 bis 10^{11} GeV	16
3.2	Galaktische Karte mit einigen Punktquellenkandidaten [Wet91]	18
3.3	Schematische Darstellung der ersten Ausbaustufe des KASCADE- Experiments	21
4.1	Aufsicht des μ -Detektors	24
4.2	Einzelröhrenspektren des freilaufenden μ -Detektors	28
4.3	Summenspektrum des freilaufenden μ -Detektors	28
4.4	Testaufbau zur orts aufgelösten Messung von Pulshöhen	30
4.5	Ergebnisse der orts aufgelösten Pulshöhenmessung	31
5.1	Seitenansicht des Teststandes für Wellenlängenschieber	32
5.2	Vergleich der Lichttransporteigenschaften von zwei verschiedenen Wellen- längenschiebern	33
5.3	Auswirkung unterschiedlicher Behandlung des freien Endes eines WLS auf die Lichttransporteigenschaften	33
5.4	Vorderansicht und Aufsicht des Teststandes für Szintillatorplatten . .	39
5.5	Blockschaltbild der Elektronik für den Plattenteststand	40
5.6	Qualitätsverteilung von Szintillatorplatten	40
6.1	Schnitt und Aufsicht einer Detektorstation	42
6.2	Lageplan des Prototypclusters	44
6.3	Blockschaltbild der Elektronik für das Eichexperiment	46
6.4	Typisches Energieverlustspektrum aus einer Eichmessung	47
6.5	Vergleich der Ergebnisse des Eichexperiments vor und nach dem Ein- bau der Überschlagschutzadapter	49

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

6.6	Blockschaltbild der Elektronik für Messungen an Luftschauern	53
7.1	Energieverlust durch Punch-Through und Myonen im μ -Detektor	57
7.2	Schauergetriggerte Einzelröhrenspektren von μ -Detektor Nr. 7	58
7.3	Schauergetriggertes Summenspektrum von μ -Detektor Nr. 7	59
7.4	Verteilung der Landaumaxima und der Auflösung von 16 μ -Detektoren im Prototypcluster	60
7.5	Spektren von PM 2 in μ -Detektor Nr. 7, unterschieden nach dem Ursprung des Signals aus Szintillatorplatte A bzw. B	61
7.6	Integrierte und normierte Energiespektren für Punch-Through und Myonen	62
7.7	Systematischer Fehler in der abgeschätzten Myonenzahl pro Detektor	63
7.8	Identifikation von Ein- und Mehr-Segment-Ereignissen in schauer- getriggerten Meßdaten von μ -Detektor Nr. 10	64
7.9	Myonenzahl in Schauern (Trigger II)	66
7.10	Myonenzahl in Schauern (Trigger II), verschärfte Bedingung	67
7.11	Myonenzahl in Schauern (Trigger III)	69
7.12	Summenspektrum der vier e/γ -Detektoren in Detektorstation Nr. 7	70
7.13	Einteilchenspektrum von μ -Detektor Nr. 7	71
7.14	Zweiteilchenspektrum von μ -Detektor Nr. 7	72
7.15	Erzeugung des Untergrundspektrums von μ -Detektor Nr. 7	74
7.16	Spektren von μ -Detektor Nr. 7 in der Nähe des Schauerkerne	77
7.17	Spektren von μ -Detektor Nr. 7 in größerem Abstand vom Schauerkerne	78
8.1	Abgleich der Photomultiplier 5 Monate nach dem Eichexperiment	79
8.2	Verteilung der relativen Fehler bei der Abschätzung der Myonenzahl in den Detektoren	81
8.3	Verteilung der relativen Fehler bei der Rekonstruktion der Gesamt- zahl der Myonen in Luftschauern	82
A.1	Emissionsspektrum von NE 114	85
A.2	Absorptions- und Emissionsspektren verschiedener Wellenlängenschie- ber	87
B.1	Spektrale Sensitivität des Photomultipliers Valvo XP2081 [Phi90]	88
B.2	Verstärkungskurve des Photomultipliers Valvo XP2081	88
B.3	Spannungsteiler für den Photomultiplier Valvo XP2081 [Hau91]	89
B.4	Steigungen der Verstärkungskurven als Funktion der Abgleichspan- nungen	90
C.1	Detailzeichnung eines μ -Detektors	92

1 Einleitung

Den Grundstein für die Erforschung der *Höhenstrahlung* legte Viktor Hess in den Jahren 1911/12 [Hes11/12]. Durch die Entladung von Elektroskopen während zweier Ballonflüge zeigte er, daß der Ionisationsgrad der Luft mit steigender Höhe zunimmt. Er schloß auf die Existenz einer unbekannteren ionisierenden Strahlung, die der natürlichen Radioaktivität ähnelt, aber eine wesentlich höhere Durchdringungskraft besitzt. Durch ein Koinzidenzexperiment mit nebeneinander liegenden Zählrohren konnte nachgewiesen werden, daß diese Strahlung zeitlich korreliert ist.

Sie wird hervorgerufen durch hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung, die sogenannten *Primärteilchen*. Sie treffen nahezu isotrop den oberen Bereich der Lufthülle und lösen dort *Kaskaden von Sekundärteilchen* aus, die sogenannten *Ausgedehnten Luftschauber* (EAS = Extensive Air Shower). Bei den Primärteilchen handelt es sich hauptsächlich um leichte Atomkerne (H und He), aber auch um mittelschwere Kerne (CNO-Gruppe), schwere Kerne der Fe-Gruppe, Elektronen (ca. 1%) und Gamma-Quanten (weniger als 0,1%) [Sok89].

Der Fluß dieser Teilchen folgt über viele Dekaden in der Energie einem Potenzgesetz, allerdings variiert der Exponent je nach Energiebereich etwas. Das Energiespektrum der Primärteilchen wird in Bereiche unterteilt, die mit unterschiedlichen Phänomenen in der Atmosphäre korrespondieren und deshalb verschiedene Nachweistekniken erfordern:

$10^7 - 10^{11}$ eV: HE-Bereich (High Energy)

Teilchen aus diesem Bereich besitzen zu wenig Energie, um ausgedehnte Luftschauber erzeugen zu können. Sie sind deshalb nur in großer Höhe nachweisbar, dort allerdings direkt, z. B. mit Detektoren auf Ballons oder Satelliten (SAS-2, COS-B). In diesem Energiebereich ist die chemische Zusammensetzung am besten erforscht.

$10^{11} - 10^{14}$ eV: VHE-Bereich (Very High Energy)

Hier werden die Primärteilchenflüsse so klein, daß sie mit den in ihrer Größe und Meßzeit beschränkten Ballon- oder Satellitenexperimenten nicht mit einer ausreichenden statistischen Genauigkeit nachgewiesen werden können. Sie müssen deshalb indirekt gemessen werden. Die Energie ist hoch genug, um Kaskaden von Sekundärteilchen zu produzieren, die allerdings die Atmosphäre nicht vollständig durchdringen können. Auf Meereshöhe kann daher nur das atmosphärische Cherenkovlicht gemessen werden, das von den hochrelativistischen, geladenen Sekundärteilchen erzeugt wird (ACT = Atmosphärische Cherenkov Technik). Durch Detektoren

auf hohen Bergen können die Sekundärteilchen zum Teil auch direkt nachgewiesen werden.

$10^{14} - 10^{20}$ eV: UHE-Bereich (Ultra High Energy)

Hier erreichen die Schauerteilchen den Erdboden auch auf Meereshöhe und können mit aus der Teilchenphysik bekannten Detektoren gemessen werden. Als Faustregel gilt: Pro 10^{10} Elektronenvolt Energie des Primärteilchens erreichen etwa 1 Elektron und 5 Gamma-Quanten den Erdboden. Die verbreitetste Meßmethode ist die großräumige Anordnung (Array) von zahlreichen Einzeldetektoren, die jeder für sich Anzahl, Energie und Ankunftszeit der Teilchen messen. Außerdem muß das jeweilige Teilchen als Elektron, Myon, Hadron, etc. identifiziert werden. Aus den erhaltenen Teilinformationen wird zunächst der Verlauf der Kaskade rekonstruiert und dann auf Art, Energie und Richtung des Primärteilchens geschlossen. So ist zum Beispiel das Verhältnis der Myonenzahl zur Zahl der Elektronen ein wichtiger Parameter zur Bestimmung der Art des Primärteilchens.

Für diese Rückschlüsse sind genaue Kenntnisse über die Teilchenreaktionen in einem Luftschauer und über die Funktion der Detektoren notwendig. Im Rahmen der KASCADE-Kollaboration (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) wurden mit den Programmen CORSIKA [Cap90a] und GEANT [Bru87] umfangreiche Simulationen von Luftschauern für verschiedene Primärteilchen mit Energien ab 10^{14} eV und die Wechselwirkungen der Schauerteilchen mit den Detektoren durchgeführt [May91], [Gab92], deren Ergebnisse in dieser Arbeit Verwendung fanden.

Es gibt im Bereich der Höhenstrahlung eine ganze Reihe von offenen Fragen, zu deren Beantwortung das KASCADE-Projekt beitragen soll: So sind im Bereich ab etwa 10^{14} eV, der für Satelliten nicht mehr zugänglich ist, weder der Verlauf des energieabhängigen Flußspektrums noch die chemische Zusammensetzung mit genügender Genauigkeit bekannt, so daß die verschiedenen Theorien über die Herkunft der Strahlung und das Zustandekommen der hohen Energien nicht eindeutig bewertet werden können. Durch Identifikation von neutralen Primärteilchen, die nicht durch interstellare Magnetfelder aus der Bahn gelenkt worden sind und deshalb noch Informationen über den Ort ihrer Entstehung besitzen, könnten sich Punktquellen kosmischer Strahlung finden lassen. Aber auch die Richtungsinformation geladener Primärteilchen bei höchsten Energien ist von Bedeutung: Ist die Strahlung wirklich isotrop oder gibt es Richtungsabhängigkeiten des Flusses, die auf extragalaktische Quellen hindeuten? Und bis zu welchen Energien reicht das Spektrum? Da die Prozesse bei der Entwicklung eines Luftschauers zum Teil bei

Energien ablaufen, die von irdischen Teilchenbeschleunigern auch in ferner Zukunft nicht erreicht werden können, sind unter Umständen völlig neue Erkenntnisse in der Hochenergiephysik zu erwarten [Hal86]. Es gibt Messungen (z.B. [Sam83]), die auf einen von der Theorie abweichenden, deutlich überhöhten Myonengehalt bei gamma-induzierten Luftschauern hinweisen. Ob dies an geänderten Wechselwirkungen bei hohen Energien oder an unbekanntem, neutralen Teilchen liegt, die als Gamma-Quanten fehlinterpretiert werden, ist völlig offen. Allerdings ist der Effekt selbst noch umstritten.

Das Ziel der hier vorgestellten Arbeit war es, einen Detektor zum großflächigen Nachweis der myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer bis zur Serienreife zu entwickeln und eine größere Anzahl dieser Detektoren in einem Prototyp-Array unter realen Experimentbedingungen, das heißt, durch Messungen an Luftschauern, zu testen. Dabei lag die Gewichtung vor allem auf einer eindeutigen Identifikation der Myonen und der Bestimmung ihrer Anzahl. Fragen der Kontrolle von Qualität und Stabilität von zahlreichen Detektoren in einem Großexperiment wurden untersucht.

Zunächst wird in Kapitel 2 die Entwicklung eines Luftschauers beschrieben, mit besonderer Berücksichtigung des Verhaltens der myonischen Komponente. In Kapitel 3 wird das KASCADE-Projekt als Ganzes vorgestellt. Kapitel 4 beschreibt den μ -Detektor und die an ihm vorgenommenen Messungen zur Dokumentation seiner Eigenschaften. Systematische Studien an den Einzelkomponenten des Detektors werden in Kapitel 5 aufgezeigt. Kapitel 6 beschreibt das Luftschauerexperiment, das mit 16 μ -Detektoren mit einer aktiven Gesamtfläche von 52 m² aufgebaut wurde. Die Ergebnisse der damit durchgeführten Messungen werden in Kapitel 7 vorgestellt und diskutiert. Kapitel 8 gibt einen Ausblick auf die zu erwartenden Eigenschaften des vollständigen Arrays. Im Anhang wird auf einige technische Details genauer eingegangen.

2 Ausgedehnte Luftschauer

2.1 Entstehung und Teilchenreaktionen

Trifft ein hochenergetisches Primärteilchen der kosmischen Strahlung auf einen Atomkern der oberen Atmosphäre, so kann es bei genügender Energie (ab etwa 10^{11} eV) eine sich fortpflanzende Kaskade von Sekundärteilchen erzeugen, den *Ausgedehnten Luftschauer*. Abb.2.1 gibt einen Überblick über die Prozesse, die zur Bildung der einzelnen Komponenten eines Luftschauers führen [Wol84].

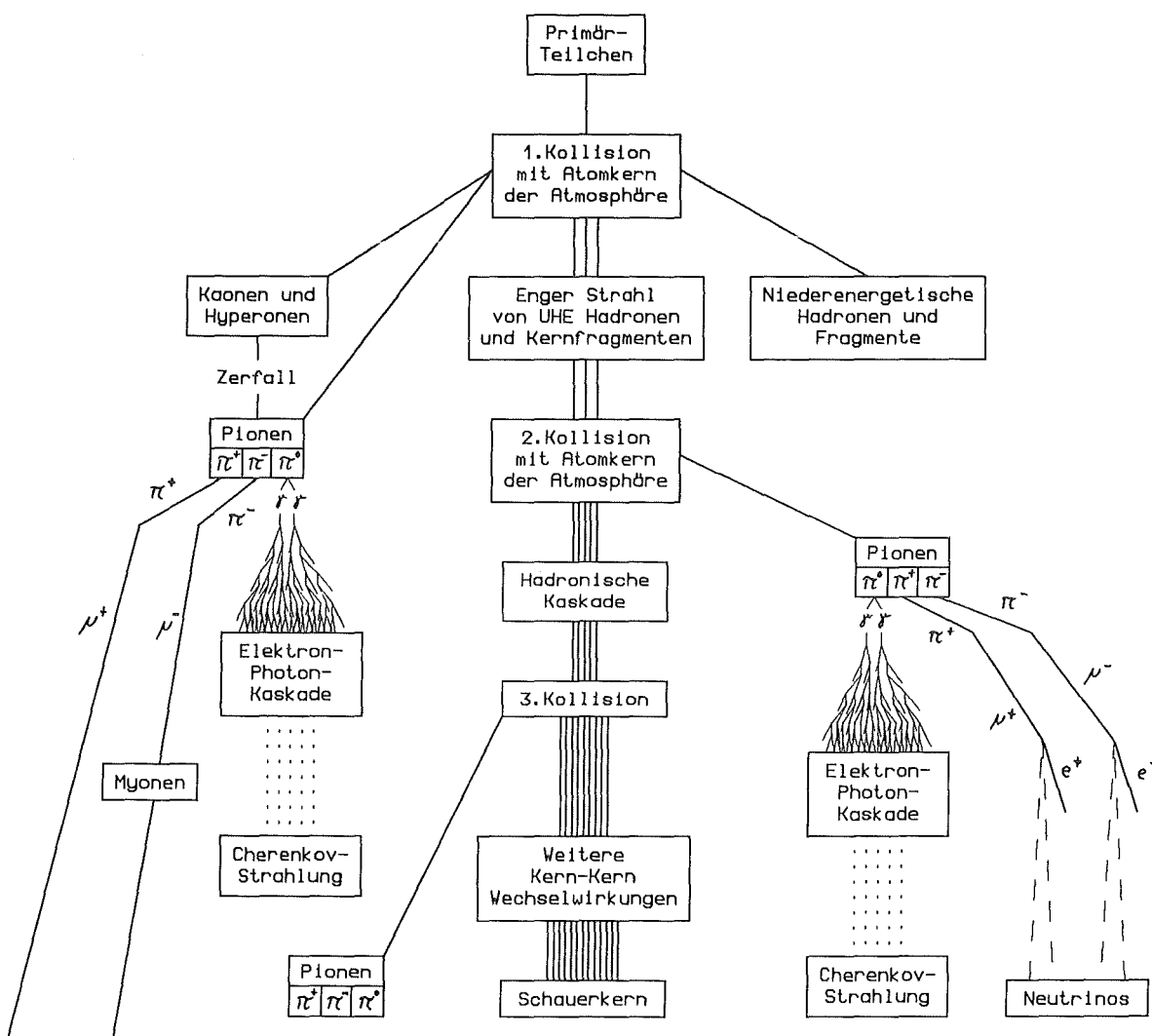


Abbildung 2.1: Schema der Entstehung eines ausgedehnten Luftschauers

Handelt es sich bei dem Primärteilchen um ein Nukleon oder einen Atomkern, so werden bei der 1. Kollision verschiedene Familien von Sekundärteilchen erzeugt: Nukleonen (Protonen und Neutronen), Hyperonen, Kernfragmente unterschiedlicher Größe, Mesonen (geladene und neutrale Pionen bzw. Kaonen), außerdem die jeweiligen Antiteilchen. Dabei gibt das *Führende Teilchen* nur einen Bruchteil seiner Gesamtenergie ab.

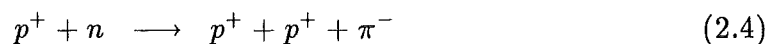
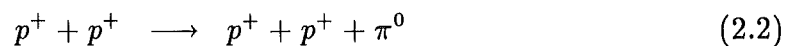
Der weitere Verlauf des Schauers wird von zwei konkurrierenden Prozessen bestimmt: Zum einen sind die meisten Sekundärteilchen instabil und zerfallen nach unterschiedlichen Lebensdauern in Tochterprodukte, zum anderen können sie mit der Lufthülle wechselwirken. Im Mittel müssen dazu die Teilchen während ihrer Lebensdauer τ eine Strecke zurücklegen können, die so groß ist wie die Wechselwirkungslänge in Luft. Hierbei ergibt sich die Wechselwirkungslänge aus dem geometrischen Kernwirkungsquerschnitt und der Dichte der Luft in der jeweiligen Höhe. Durch relativistische Zeitdilatation für ein Teilchen der Gesamtenergie E und der Ruheenergie E_0 wird die ursprüngliche Lebensdauer τ_0 verlängert nach der Formel:

$$\tau = \tau_0 \cdot E/E_0 \quad (2.1)$$

Deshalb hängt die Entscheidung über Zerfall oder Wechselwirkung stark von der Art, der Energie und der jeweiligen Höhe eines Teilchens ab.

Die *Hadronische Kaskade* entsteht durch weitere Stöße des führenden Teilchens mit den Kernen der Atmosphäre. Bei einer Wechselwirkungslänge von 70–80 g/cm² (für Protonen) hat es bei Erreichen der Meereshöhe (atmosphärische Tiefe ≥ 1000 g/cm²) im Mittel etwa 12–14 Wechselwirkungen hinter sich. Allerdings kann diese Zahl sehr stark fluktuieren, so daß auch die Zahl der bei den Stößen erzeugten, hochenergetischen Begleiter des führenden Teilchens, die den sogenannten *Schauer-kern* ausmachen, sehr großen Schwankungen unterliegt.

Durch die Hadron–Kern–Stöße innerhalb der hadronischen Kaskade werden ständig neue Pionen produziert, z. B. nach folgenden Reaktionen:



Außerdem entstehen Pionen durch den Zerfall von Kaonen und Hyperonen.

Für geladene Pionen ist eine Mindestenergie von 10^{11} eV nötig, um für die Erzeugung eigener hadronischer Kaskaden durch Wechselwirkung mit den Atomkernen der Luft lange genug zu leben. Die Lebensdauer neutraler Pionen ist so kurz, daß sie praktisch immer zerfallen, bevor eine Wechselwirkung stattfindet. Der Zerfall der Pionen geschieht wie folgt:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\tau_0 \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ sec}) \quad (2.7)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\tau_0 \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ sec}) \quad (2.8)$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (\tau_0 \approx 10^{-16} \text{ sec}) \quad (2.9)$$

Durch den Zerfall neutraler Pionen in zwei Gamma-Quanten wird die Entwicklung der *Elektron-Photon-Kaskade* gestartet, die man auch als die weiche Komponente des Schauers bezeichnet. Sie entwickelt sich lawinenartig durch die folgenden zwei Prozesse:

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^- \quad (\text{Paarproduktion}) \quad (2.10)$$

$$e^\pm \longrightarrow e^\pm + \gamma \quad (\text{Bremsstrahlung}) \quad (2.11)$$

Entsprechend der Wechselwirkungslänge für die hadronischen Reaktionen wird die Dicke von Materie in einer elektromagnetischen Kaskade durch die Strahlungslänge X_0 charakterisiert. Sie ist definiert als die Strecke, auf der die *Energie* des Elektrons durch Aussendung von Bremsstrahlung um den Faktor $1/e$ abnimmt. In Luft beträgt ihr Wert $37,7 \text{ g/cm}^2$, das entspricht 310 Metern auf Meereshöhe. Die energiereichen Bremsquanten benötigen im Mittel $9/7$ der Strahlungslänge, um ein Elektron-Positron-Paar zu bilden, das bedeutet, daß nach der Strecke $9/7 X_0$ die *Zahl* der gerade erzeugten Gamma-Quanten auf $1/e$ zurückgegangen ist. Die *kritische Energie* ϵ_0 , die ein Elektron haben muß, damit die Energieverluste durch Bremsstrahlung und Paarbildung größer sind als die Verluste durch Anregung und Ionisation der gebundenen Elektronen im Absorber, hat in Luft einen Wert von $84,2 \text{ MeV}$.

Durch den Zerfall geladener Pionen wird die *Myonische Komponente* erzeugt, die auch die durchdringende Komponente genannt wird. Zwar zerfallen auch die Myonen nach den Reaktionen:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (\tau_0 \approx 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ sec}) \quad (2.12)$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (\tau_0 \approx 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ sec}) \quad (2.13)$$

Allerdings reicht die Verzögerung des Zerfalls durch relativistische Zeitdilatation in den meisten Fällen aus, um das Myon den Erdboden erreichen zu lassen. So wird z. B. die Lebensdauer eines Myons mit einer Energie von 10 GeV um den Faktor 100 erhöht. Dadurch beträgt seine Reichweite etwa 66 km.

Sämtliche relativistischen, geladenen Teilchen eines Schauers, deren Geschwindigkeit über der Lichtgeschwindigkeit in Luft liegt, erzeugen *Cherenkov-Strahlung*. Da die Elektronen wegen ihrer kleinen Masse leicht auf diese Geschwindigkeiten zu bringen sind und sie neben den Gamma-Quanten die am häufigsten vorkommenden Teilchen im Schauer sind, wird die Cherenkov-Komponente vor allem von ihnen erzeugt.

Primäre UHE-Gamma-Strahlung führt direkt zur Ausbildung der elektromagnetischen Kaskade, ohne den Umweg über Pion-Produktion in hadronischen Reaktionen. Durch Photoproduktion werden zwar auch geladene Pionen erzeugt, allerdings etwa um einen Faktor 10 weniger als in einem proton-induzierten Luftschauer. Deshalb wird erwartet, daß auch der Myonengehalt eines gamma-induzierten Schauers um mehr als eine Größenordnung niedriger ist.

Es ist leicht einzusehen, daß die verschiedenen Komponenten eines Luftschauers wegen ihrer teilchenspezifischen Eigenschaften jeweils einen anderen zeitlichen (longitudinalen) und räumlichen (lateralen) Verlauf nehmen. Darauf möchte ich in den folgenden Punkten eingehen.

2.2 Longitudinale Entwicklung

Durch Lösen der Diffusionsgleichungen ergeben sich *Mittelwerte* für die Entwicklung eines Luftschauers. Dadurch kann das Verhalten der einzelnen Komponenten qualitativ beschrieben werden:

Die Zahl der Hadronen steigt zunächst an, weil das führende Teilchen bei seinen ersten Wechselwirkungen viele hochenergetische Pionen erzeugt, die lange genug leben, um selbst Kaskaden auszulösen. Da jedoch das führende Teilchen bei jedem Stoß einen Teil seiner Energie verliert, nehmen von Stoß zu Stoß sowohl die Zahl als auch die mittlere Energie der neu erzeugten Sekundärteilchen ab. Mit sinkender Energie steigt für die geladenen Pionen die Wahrscheinlichkeit, vor der nächsten Wechselwirkung in Myonen zu zerfallen. Außerdem verliert die hadronische Kaskade ständig Energie durch den Zerfall neutraler Pionen. Die Überlagerung von abnehmender Produktion und zunehmendem Zerfall führt dazu, daß die Zahl der

Hadronen bei 3–4 Wechselwirkungslängen ihr Maximum erreicht und dann fast exponentiell abfällt.

Der Verlauf der elektromagnetischen Komponente ergibt sich aus der Überlagerung vieler einzelner Kaskaden, die jeweils durch den Zerfall eines neutralen Pions gestartet werden. Diese Subkaskaden sterben durch Verteilung der Startenergie auf immer mehr Teilchen langsam aus, weil die Energie pro Teilchen unter die kritische Energie sinkt und die Kaskade sich nicht mehr fortpflanzt.

Die Produktion der Myonen beginnt bereits in großer Höhe. Dort besteht für niederenergetische Pionen eine hohe Zerfallswahrscheinlichkeit, da wegen der geringen Luftdichte die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß mit einem Kern der Atmosphäre innerhalb der Pionlebensdauer klein ist. Mit dem Fortschreiten der hadronischen Kaskade steigt zunächst die Zahl niederenergetischer Pionen und damit die Produktion von Myonen an. Kurz nach dem Maximum der hadronischen Kaskade werden die meisten Myonen erzeugt. Mit der Abnahme der Hadronenzahl geht auch die Produktion der Myonen zurück. Die Zahl der Myonen mit hoher Energie bleibt von diesem Punkt an aus zwei Gründen fast konstant: Erstens unterliegen Myonen nur der schwachen bzw. der elektromagnetischen Wechselwirkung. Deshalb verlieren sie ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation der Luftmoleküle, und zwar nur etwa 2 MeV pro g/cm^2 . Da zweitens ihr Zerfall dilatationsbedingt stark verzögert ist, erreichen sie praktisch ohne Abschwächung Meereshöhe und können auch noch hunderte von Metern unter der Erde nachgewiesen werden. Da die Myonen Überreste aus einer frühen Phase der Schauerentwicklung sind, tragen sie mehr unverfälschte Informationen über Art und Energie des Primärteilchens als die anderen Komponenten der Kaskade.

Die einzelnen Komponenten eines Schauers entwickeln sich bei der Durchquerung der Lufthülle unterschiedlich. Deshalb hängt die Struktur eines Schauers stark von der Dicke der durchquerten Luftschicht ab. Diese Dicke wiederum ist eine Funktion des Beobachtungsniveaus und des Einfallswinkels des Primärteilchens.

2.3 Lateralverteilung

Auch hier kann das prinzipielle Verhalten qualitativ beschrieben werden:

Die laterale Verteilung der Hadronen rührt hauptsächlich von ihrem Transversalimpuls, den sie bei ihrer Entstehung erhalten. Bei Kollisionsenergien im Bereich von $10^9 \text{ eV} \leq E \leq 10^{15} \text{ eV}$ scheint der mittlere übertragene Transversalimpuls konstant

bei etwa $0,3 \text{ GeV}/c$ zu liegen, unabhängig von der Energie. Für hochenergetische Hadronen ist dieser Wert verschwindend klein gegenüber dem Vorwärtsimpuls, sie bewegen sich deshalb nahe an der Schauerachse. Hadronen mit kleinerem Vorwärtsimpuls, die sich weiter von der Schauerachse ablenken lassen, haben niedrigere Energien und daher eine kürzere Lebensdauer. Sie tragen zur Verteilung auf Meereshöhe nicht mehr viel bei. Der typische Radius für die Lateralverteilung der Hadronen, in dem sich die Hälfte aller Hadronen befindet, beträgt mehrere Meter.

Elektronen werden fast ausschließlich durch Coulomb–Vielfach–Streuung von der Achse wegverschoben. Mit der charakteristischen Energie für Vielfachstreuung E_S ($= 21,2 \text{ MeV}$ für geladene Teilchen) ergibt sich als Maßeinheit für die laterale Verschiebung in Materie der sogenannte *Molière – Radius*:

$$r_0 = X_0 \cdot E_S / \epsilon_0 \quad (2.14)$$

Für Luft und auf Meereshöhe ist $r_0 = 80 \text{ Meter}$.

Die Myonen übernehmen ihre große Ablenkung von der Achse von den überwiegend niederenergetischen Pionen, aus denen sie durch Zerfall entstehen. Diese Pionen haben bei ihrer Entstehung im Mittel den im Verhältnis zu ihrem Vorwärtsimpuls großen Transversalimpuls von etwa $0,3 \text{ GeV}/c$ erhalten und breiten sich deshalb in relativ großen Winkeln zur Schauerachse aus. Myonen haben in der Atmosphäre eine große Reichweite, da sie ihre Energie nur in geringem Maß durch Ionisation verlieren und ihr Zerfall relativistisch verzögert ist. Da sie bevorzugt in großer Höhe erzeugt werden, erreichen sie auf Meereshöhe eine sehr breite Lateralverteilung, deren typischer Radius bei mehreren 100 Metern liegt.

2.4 CORSIKA–Simulationen zur Schauerentwicklung

Die Lösungen der Diffusionsgleichungen liefern nur *Mittelwerte* für die Entwicklung der Komponenten eines Luftschauers. Im Einzelfall ist jeder Reaktionskanal starken Fluktuationen unterworfen, die bei identischen Ausgangsbedingungen zu großen Unterschieden in den meßbaren Teilchenverteilungen am Erdboden führen.

Um quantitative Aussagen machen zu können, werden im Rahmen der KASCADE-Kollaboration umfangreiche Computersimulationen mit dem Programm CORSIKA [Cap90] durchgeführt. Die Kinematik der Schauerteilchen wird hier von ihrer Entstehung bis zu ihrer Vernichtung bzw. ihrer Ankunft am Erdboden Schritt für Schritt numerisch berechnet. Die Prozesse bei Zerfall und Wechselwirkung werden

durch einen Zufallszahlengenerator ausgewürfelt. Um statistische Aussagen über die Fluktuationen machen zu können, muß für jede Variation der Anfangsparameter (z. B. Art, Energie und Einfallswinkel des Primärteilchens) eine große Zahl von Schauern gerechnet werden. Deshalb, und wegen der hohen Zahl von Teilchen und Wechselwirkungen in einer Kaskade, ist dieses *Monte-Carlo-Verfahren* sehr rechenzeitintensiv. Zur Berechnung des elektromagnetischen Teils der Kaskade kann das Programm EGS (= Electron Gamma Shower) aufgerufen werden. Statt der vollständigen Berechnung durch EGS wird allerdings überwiegend die analytische Beschreibung nach der NKG-Formel [Gre56] angewendet. Dadurch läßt sich die Rechenzeit um bis zu etwa einen Faktor 40 verkürzen.

KASCADE hat eine untere Energieschwelle von etwa 3×10^{14} eV. Deshalb wurden die meisten Simulationen im Energiebereich von 5×10^{14} eV $\leq E_0 \leq 4 \times 10^{15}$ eV durchgeführt. Das angenommene Beobachtungsniveau entspricht mit 110 Metern über Meereshöhe der Lage von KASCADE.

Die in den Abbildungen 2.2 bis 2.5 gezeigten Lateralverteilungen sind für 10^{15} eV gerechnet worden [Gab92]. Es ergeben sich bei allen Komponenten deutliche Unterschiede zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern gleicher Primärenergie.

Für einen Eisenkern gibt es zwei mögliche Grenzfälle: Wird er beim ersten Stoß vollständig in seine Nukleonen zerlegt, so können diese 56 Schauer mit je einem 56stel der Primärenergie im Mittel initiieren. Der eiseninduzierte Schauer stellt dann eine Überlagerung von 56 hadroninduzierten Schauern niedrigerer Energie dar. Bleiben hingegen größere Fragmente erhalten, so besitzen diese einen größeren Wirkungsquerschnitt als ein Proton und führen deshalb mehr Stöße aus. Während das Proton eine mittlere freie Weglänge von 70–80 g/cm² besitzt, beträgt die freie Weglänge eines Eisenkerns nur etwa ein Fünftel dieses Wertes. Beim Stoß eines größeren Fragments sind nicht alle seine Nukleonen beteiligt. Beim Stoß eines Eisenkerns z. B. nehmen im Mittel nur 13 Nukleonen an der Reaktion teil. Deshalb verliert ein größeres Fragment pro Stoß im Mittel weniger Energie als ein Proton, dessen Energieverlust im Mittel etwa bei 50% liegt.

Ob der Eisenkern nun in seine Nukleonen zerlegt wird oder größere Fragmente erhalten bleiben, in beiden Grenzfällen wird die Primärenergie in kleineren, dafür aber zahlreicheren Portionen an die Sekundärteilchen abgegeben als in einem protoninduzierten Schauer. Dies bewirkt, daß die Lateralverteilungen aller Komponenten eines Eisenschauers flacher sind und weniger stark fluktuieren als die eines protoninduzierten Schauers. Bei den Myonen trägt außerdem die größere Höhe der ersten

Wechselwirkungen zu einer breiteren Verteilung bei.

Generell sind die Energiespektren der Teilchen in Eisenschauern weicher, da die Primärenergie in mehr und kleinere Portionen aufgeteilt wird. Im Gegensatz zu den anderen Komponenten ist dieser Effekt bei den Myonen, die ja zu Beginn der Schauerentwicklung erzeugt werden, nur schwach zu erkennen (siehe Abb.2.6 [Gab92]).

Aufgrund der größeren freien Weglänge führt ein Proton weniger Stöße aus als größere Kernfragmente. Bei senkrechtem Einfall sind es bis auf Meereshöhe im Mittel etwa 12–14 Stöße, allerdings kann dieser Wert von 1 bis ca. 20 variieren. Der Ort der ersten Wechselwirkung liegt im Mittel tiefer in der Atmosphäre als bei einem Eisenkern. Die Höhe der ersten Wechselwirkung kann um $\pm 100 \text{ g/cm}^2$ schwanken mit einem langen Ausläufer der Verteilung bis etwa 700 g/cm^2 . Aus diesen Gründen zeigen protoninduzierte Schauer starke Fluktuationen in den Teilchenverteilungen am Erdboden.

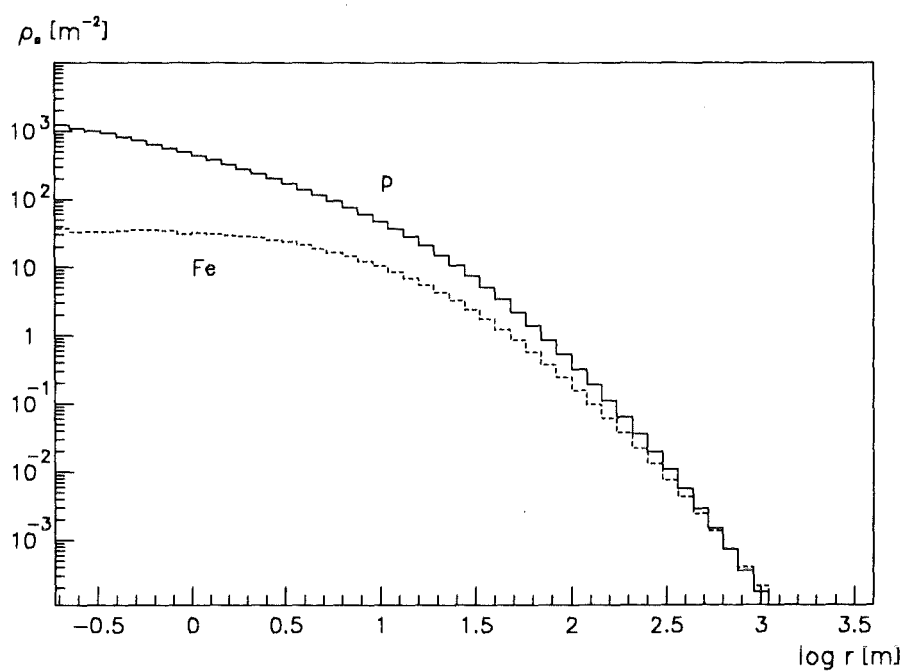
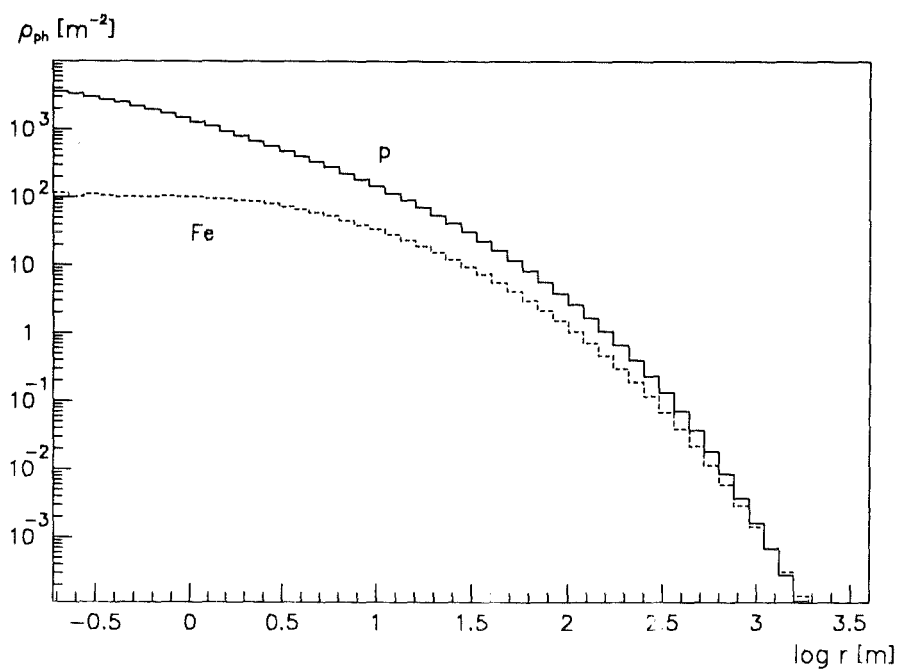
Abb.2.7 [Gab92] zeigt Myonenzahlspektren für vertikale Schauer. Es ist zu erkennen, daß Eisenschauer im Durchschnitt etwas mehr Myonen produzieren als Protonschauer, bei deutlich kleineren Fluktuationen. Die Gammenschauer enthalten um etwa einen Faktor 30 weniger Myonen, was nach Kapitel 1.1 zu erwarten war.

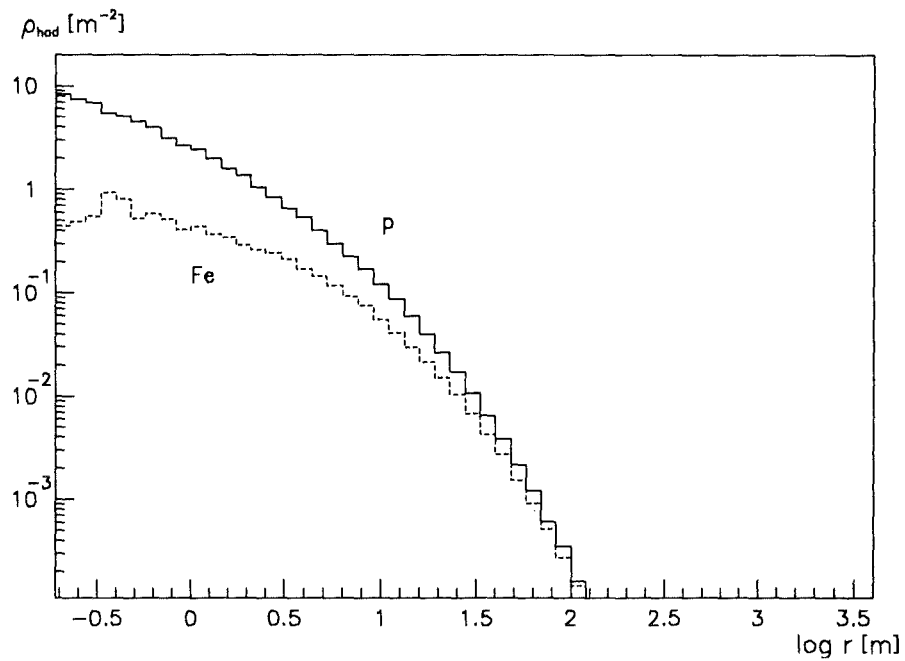
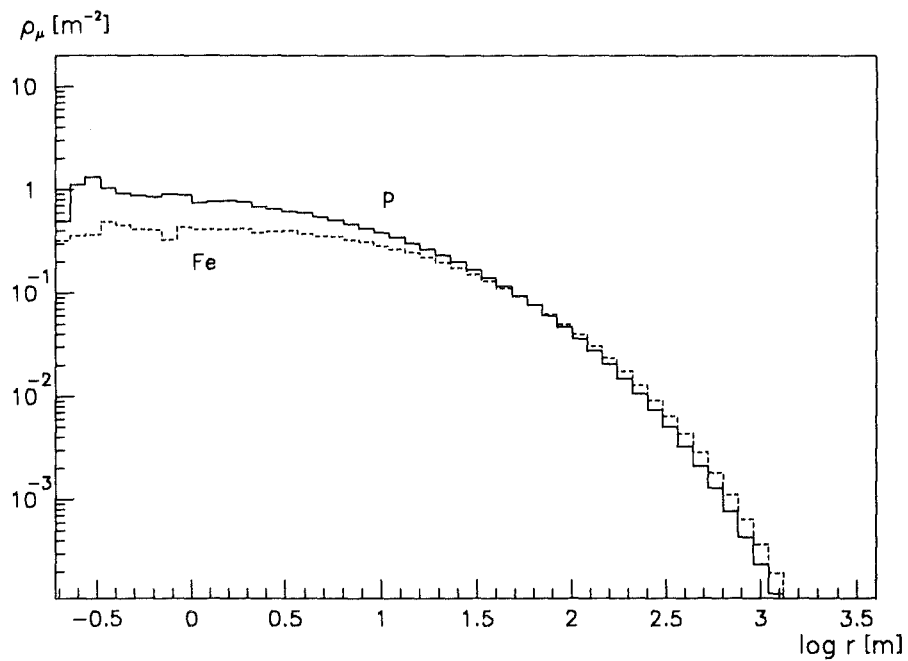
Es wurde bereits erwähnt, daß die Myonen ein hohes Maß an Informationen über das Primärteilchen tragen. In Abb.2.8 [Gab92] wird dies deutlich. Hier ist die Zahl der produzierten Myonen als Funktion der Primärenergie aufgetragen. Vor allem im Bereich hoher Energien ist die Myonenzahl ein besseres Maß für die Primärenergie als die Elektronenzahl oder die Energiesumme der Hadronen.

Abb.2.9 [Gab92] zeigt die Bedeutung der Myonen für die Identifikation des Primärteilchens. Es ist aufgetragen die Myonenzahl als Funktion der Elektronenzahl für je 200 Proton-, Sauerstoff- und Eisenschauer. Die Symbole entsprechen den Mittelwerten, die Fehlerbalken den Standardabweichungen. Da die Ausgleichsgeraden nahezu parallel verlaufen, ergibt die Projektion entlang der Geraden eine von der Primärenergie unabhängige Massentrennung. Als Indikator für die Masse des Primärteilchens läßt sich ein neuer Parameter definieren:

$$\eta = \log N_\mu - 0,74 \times \log N_e \quad (2.15)$$

Die Bedeutung der genauen Kenntnis der Myonenzahl für die Bestimmung von Art und Energie des Primärteilchens kann nach dem bisher Gesagten kaum hoch genug eingeschätzt werden.

Abbildung 2.2: Lateralverteilung der Elektronen bei $E = 10^{15}$ eVAbbildung 2.3: Lateralverteilung der Photonen bei $E = 10^{15}$ eV

Abbildung 2.4: Lateralverteilung der Hadronen (mit $E_h \geq 10^{10}$ eV) bei $E = 10^{15}$ eVAbbildung 2.5: Lateralverteilung der Myonen bei $E = 10^{15}$ eV

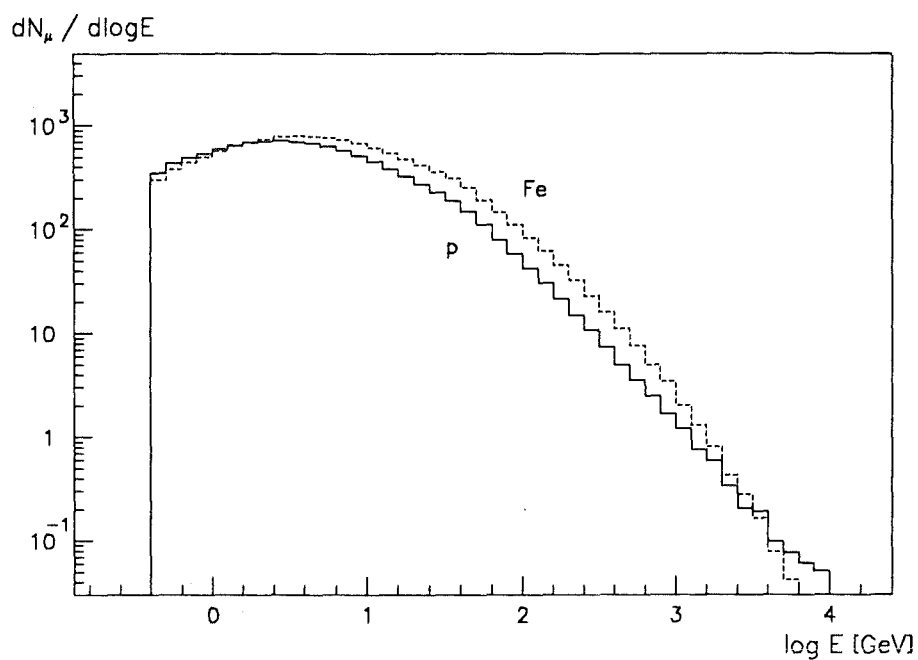


Abbildung 2.6: Energiespektrum der Myonen bei $E = 10^{15}$ eV

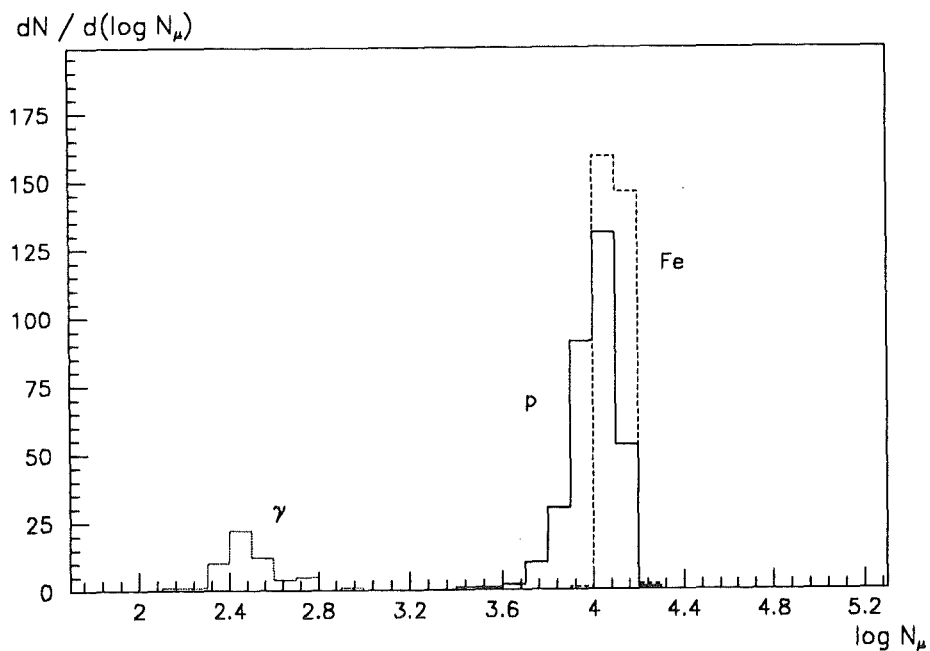


Abbildung 2.7: Myonenzahlspektrum bei $E = 10^{15}$ eV

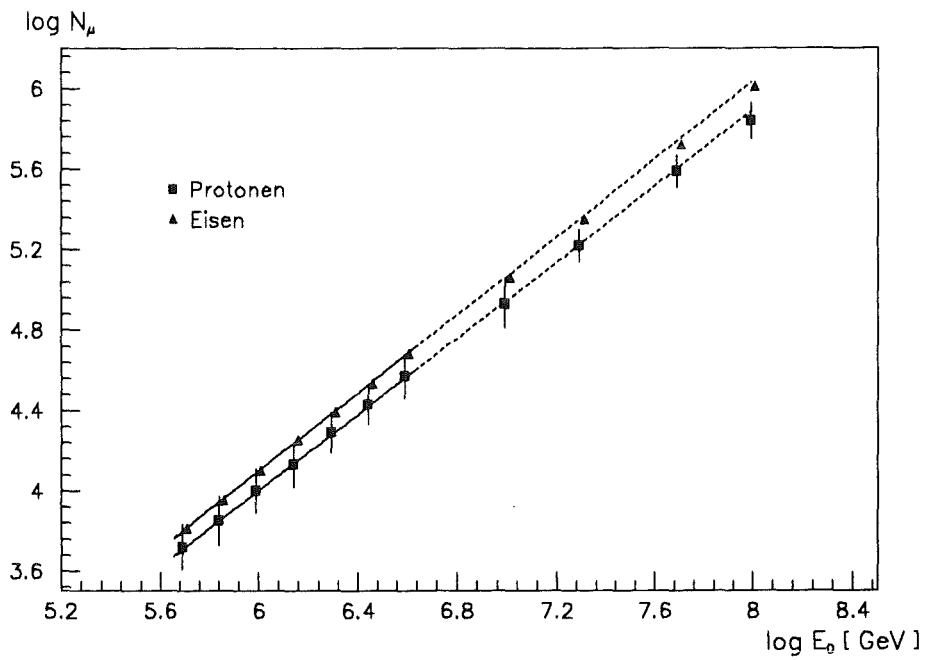


Abbildung 2.8: Myonenzahl als Funktion der Primärenergie

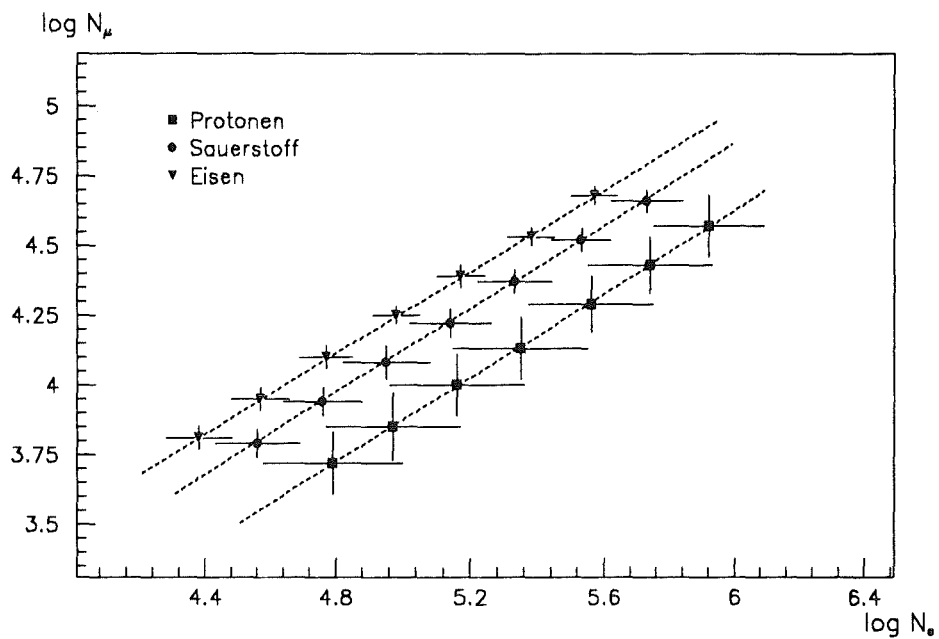


Abbildung 2.9: Myonenzahl als Funktion der Elektronenzahl

3 Das KASCADE-Projekt

3.1 Aufgabenstellung

Die Grundidee für das KASCADE-Experiment (KARlsruher Shower Core and Array DEtector) besteht darin, aus der Teilchenphysik bekannte Meßmethoden zur Beantwortung der offenen astrophysikalischen Fragestellungen einzusetzen, die bereits in der Einleitung angesprochen wurden. Dabei werden zwei Schwerpunkte gesetzt:

3.1.1 Das Spektrum der kosmischen Primärteilchen

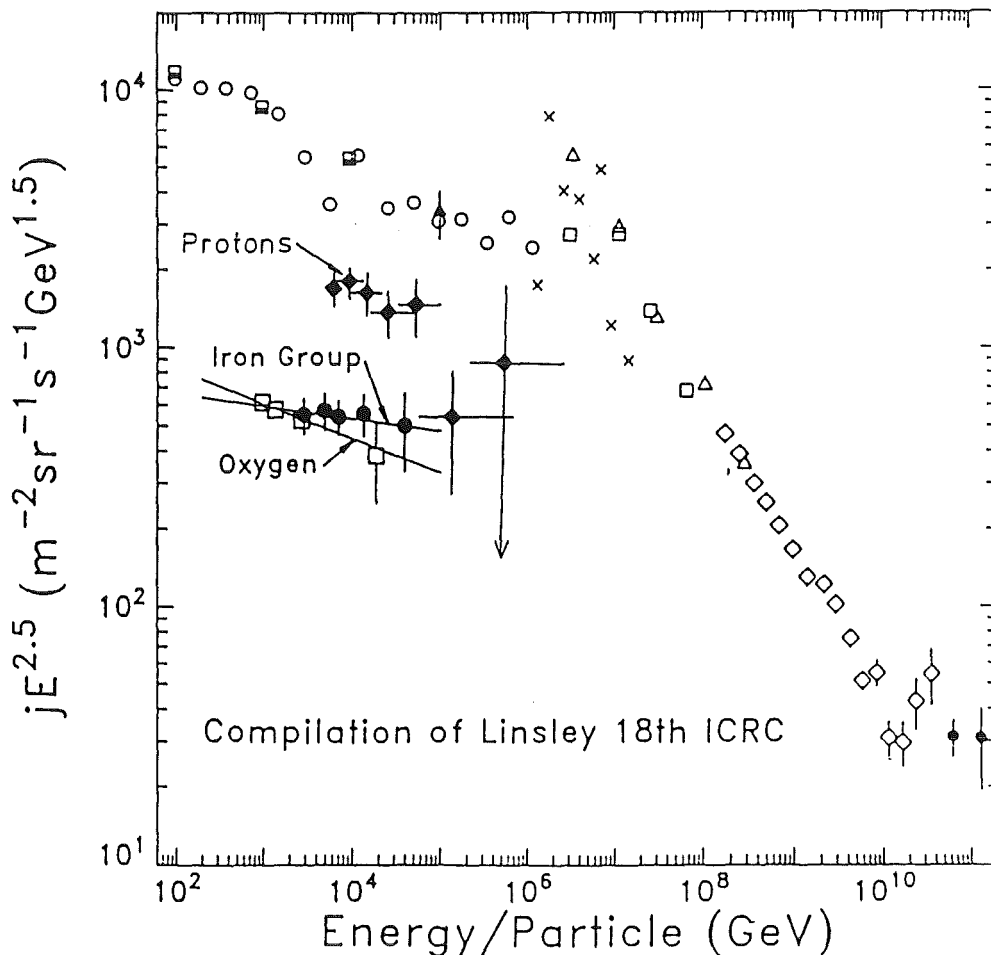


Abbildung 3.1: Differenzielles Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^2 bis 10^{11} GeV [Lin83].

Abb.3.1 zeigt den Primärteilchenfluß der kosmischen Strahlung über 9 Dekaden der Energie [Lin83]. Das Spektrum läßt sich in drei Abschnitte unterteilen: Für $E \leq 10^{15}$ eV und $E \geq 10^{16}$ eV besitzt das Spektrum in der doppelt logarithmischen Darstellung zwei Bereiche mit jeweils konstanter Steigung. Im Zwischenbereich, dem sogenannten *Knie*, ändert sich die Steigung, das Spektrum wird steiler. Die Ursache für diese Knie ist nicht bekannt. Abb.3.1 läßt erkennen, daß die bisherigen Messungen in diesem Bereich sehr widersprüchlich sind. Die chemische Zusammensetzung der Primärstrahlung ist im fraglichen Bereich überhaupt nicht bekannt.

Eine der Hauptaufgaben von KASCADE liegt nun darin, oberhalb einer Schwelle von 3×10^{14} eV die chemische Zusammensetzung als Funktion der Primärenergie zu messen. Dazu sind unabhängig voneinander eine genaue Bestimmung der Primärenergie und eine zuverlässige Teilchenidentifikation nötig. Mit diesen Daten können dann verschiedene Modelle für Beschleunigungsmechanismen überprüft werden, die energieabhängige Änderungen der Zusammensetzung vorhersagen. Aktuelle Theorien zur Erklärung der Energien im UHE-Bereich gehen von einer Beschleunigung der interstellaren, gasförmigen Materie durch Stoßwellen im interstellaren Medium aus, die durch Supernovae erzeugt werden. Kennzeichnend für diese Mechanismen ist die häufige Wechselwirkung der Teilchen mit weit ausgedehnten, aber schwachen Feldern [Hil84]. Sie beschreiben aber nur Beschleunigungen bis zu maximal 10^{15} eV.

3.1.2 Punktquellen

Um noch höhere Energien erzeugen zu können, werden Prozesse in der Nähe von extrem dichten Objekten mit starken Feldern vorgeschlagen, z. B. Neutronensternen oder Schwarzen Löchern. Einen ersten Hinweis auf die Existenz solcher Punktquellen ultrahoher Energie erhielt eine Arbeitsgruppe der Universität Kiel [Sam83] durch die Entdeckung von Luftschauern aus der Richtung von Cygnus X-3, einer bekannten Röntgenquelle. Die Ankunftszeiten der Schauer wiesen eine Phasenkorrelation auf, die mit der Periode der Röntgenstrahlung übereinstimmte.

Da geladene Teilchen durch die interstellaren Magnetfelder (etwa 10^{-6} Gauss) abgelenkt werden und ihre ursprüngliche Richtungsinformation verlieren, können diese Schauer nur von neutralen Primärteilchen erzeugt worden sein. Dabei scheiden Neutrinos von vorneherein aus. Sie können wegen ihres kleinen Wirkungsquerschnitts nur in seltenen Ausnahmefällen Luftschauer erzeugen. Die Ruhelebensdauer freier

Neutronen ist mit 896 Sekunden so kurz, daß nach Gleichung 2.1 Energien von etwa $10^{15} - 10^{16}$ eV nötig sind, um ein Neutron auf dem langen Weg nicht zerfallen zu lassen. Die wahrscheinlichsten Kandidaten sind Gamma-Quanten, die nach Kapitel 2 erkennbar anders ausgeprägte Luftschauer initiieren sollten als Nukleonen. Vor allem der Gehalt an Myonen sollte um einen Faktor 10 bis 30 niedriger liegen. Dem steht die Beobachtung der Kieler Gruppe entgegen, daß die Cygnus X-3 zugeordneten Schauer etwa den gleichen Myonengehalt besaßen wie hadron-induzierte Schauer.

Inzwischen liegen weitere Messungen vor, die Cygnus X-3 als Punktquelle zu bestätigen scheinen, zum Beispiel [Llo83] und [Din88a]. Es gibt aber auch Experimente, die aus der Richtung dieser Quelle keine Strahlung nachweisen konnten [Cas89]. Einen Überblick über die Messungen an Cygnus X-3 gibt [Bon88]. In [Din88b] wird mit Herkules X-1 ein anderer Kandidat für eine Punktquelle vorgestellt. In den Schauern, die dieser Quelle zugeordnet werden, wurde ebenfalls ein überhöhter Myonengehalt festgestellt.

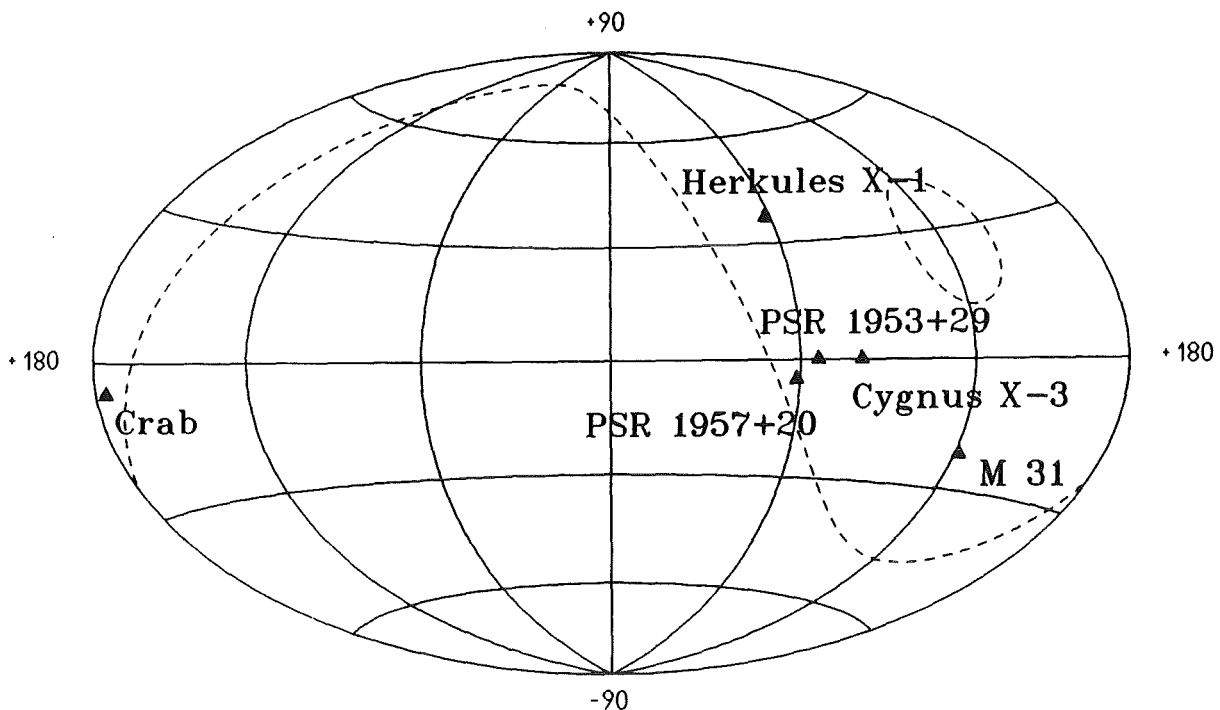


Abbildung 3.2: Galaktische Karte mit einigen Punktquellenkandidaten [Wet91]

KASCADE soll durch gute Winkelauflösung und Teilchenidentifikation bei der Klärung der Frage helfen, ob und welche Punktquellen im UHE-Bereich existieren und welche Teilchen wirklich von dort kommen. Abb.3.2 zeigt einige Kandidaten, die im gestrichelt eingezeichneten Beobachtungsbereich von KASCADE liegen (Zenitwinkel $\leq 30^\circ$, Beobachtungsposition 49° Nördliche Breite) [Wet91].

3.2 Das KASCADE-Experiment

Um das Cherenkov-Licht eines Luftschauers beobachten zu können, ist ein klarer, ungetrübter Nachthimmel erforderlich. Die Messung darf nicht durch Streulicht nahe gelegener Städte oder durch permanenten Flugverkehr gestört werden. Da diese Verhältnisse im Rheingraben nicht gegeben sind, muß auf eine Messung der Cherenkov-Komponente im Rahmen von KASCADE verzichtet werden.

Entsprechend den verbleibenden drei Hauptkomponenten eines Luftschauers wird das Experiment aus drei Gruppen von Detektoren aufgebaut [Dol90] [Dau90]:

Das zentral gelegene *Hadronenkalorimeter* soll in erster Linie eine genaue Vermessung der hadronischen Kaskade ermöglichen. Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung des Schauerkerne ist der sogenannte *Zentraldetektor* als kompaktes Instrument von $16 \times 20 \text{ m}^2$ konzipiert worden.

Die Detektoren zur Messung der elektromagnetischen und der myonischen Komponente werden in einer großflächigen Anordnung, dem *Array*, aufgestellt. Es sollen für beide Komponenten Teilchendichte und Lateralverteilung gemessen werden. Aus den Ankunftszeiten der Teilchen in den e/γ -Detektoren wird die Neigung der Schauerfront und damit die Einfallrichtung des Primärteilchens bestimmt. Aus den Impulshöhen der e/γ -Detektoren wird der Auftreffpunkt des Schauerzentrums am Erdboden rekonstruiert.

Abb.3.3 zeigt die erste Ausbaustufe des Experiments, deren Fertigstellung für 1994 geplant ist. Das Array besteht aus 16×16 Detektorstationen in einer quadratischen Anordnung. Mit einem Gitterabstand von 13 Metern ergibt dies eine Gesamtfläche von etwa $200 \times 200 \text{ m}^2$. Im Zentrum des Arrays werden 8 Stationen weggelassen, um Platz für das Kalorimeter zu schaffen. Das Array wird in 16 unabhängige Untereinheiten, die *Cluster*, aufgeteilt. Diese Cluster bestehen aus je einer Elektronikstation und 16 Detektorstationen, die wiederum je 4 e/γ -Detektoren [Voe91] und einen μ -Detektor enthalten. Die μ -Detektoren werden im nächsten Kapitel, die Detektorstationen und das durch Schraffur gekennzeichnete Prototyp-

cluster in Kapitel 6 genauer beschrieben. Mit einer Detektorfläche von $0,8 \text{ m}^2$ für jeden e/γ -Detektor und $3,24 \text{ m}^2$ für jeden μ -Detektor ergibt sich für beide Detektortypen eine Flächenbelegung von jeweils etwa 2%.

Durch umfangreiche Monte-Carlo-Rechnungen wurde die Antwortfunktion des Arrays auf Luftschauer simuliert [May91]. Das Array soll in der Nähe der Energieschwelle von $3 \times 10^{14} \text{ eV}$ eine Winkelauflösung von 1° erreichen, die sich für Primärenergien $\geq 5 \times 10^{15} \text{ eV}$ auf $\leq 0,2^\circ$ verbessert. Für kleine Schauer ($N_e = 10^4$) wird die Zahl der Elektronen auf 10%, für größere Schauer ($N_e = 10^5$) auf besser als 5% genau bestimmt werden können. Im Energiebereich von $3 \times 10^{14} \text{ eV}$ bis $4 \times 10^{15} \text{ eV}$ kann die Zahl der Myonen mit einer Genauigkeit von etwa 20% ermittelt werden. Auf diesen Wert wird in Kap.8.3 noch etwas genauer eingegangen. Dort werden auch mögliche Erweiterungen der ersten Ausbaustufe beschrieben.

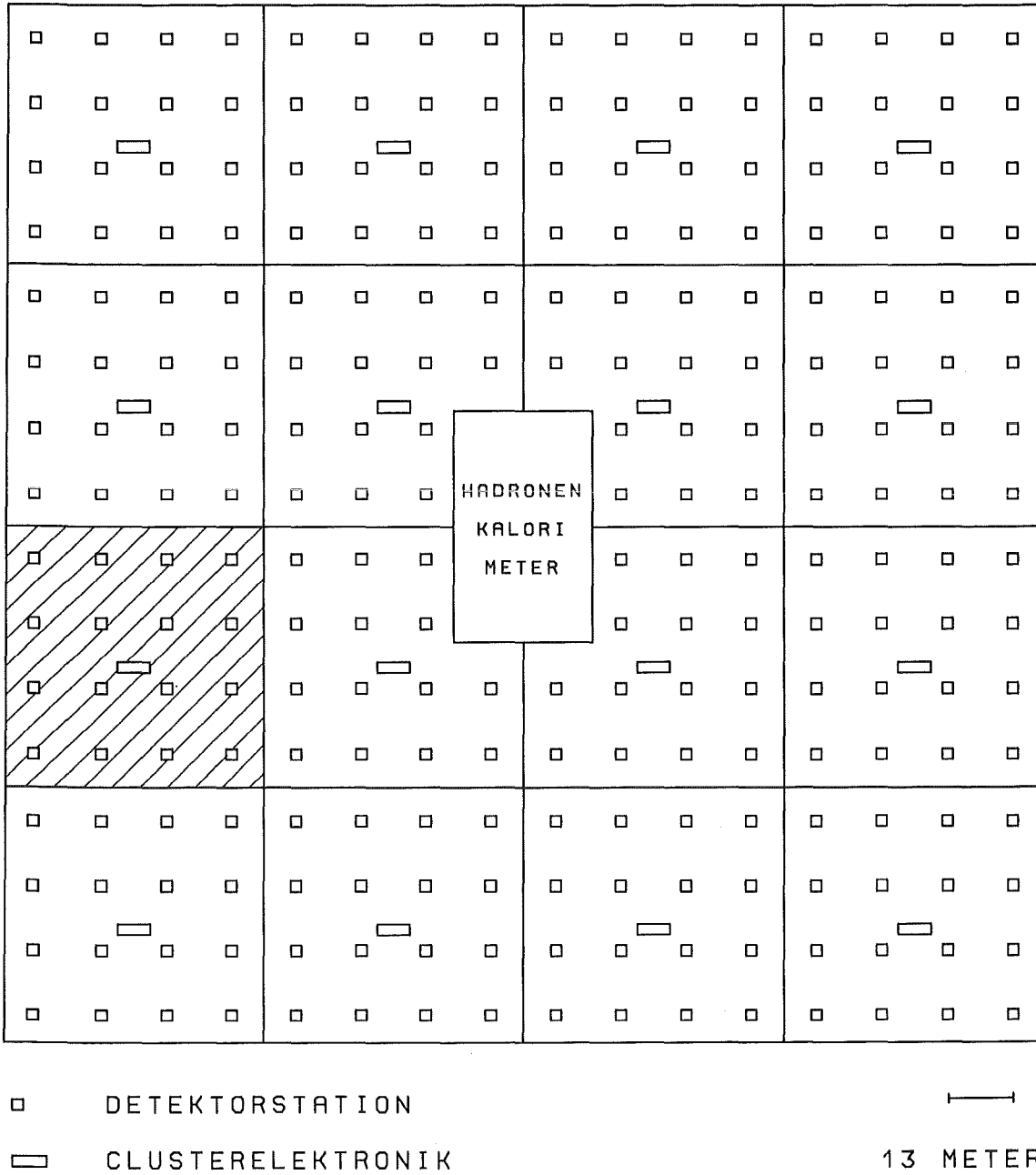


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der ersten Ausbaustufe des KASCADE-Experiments.

4 Der μ -Detektor

4.1 Anforderungen an den μ -Detektor

Nach den Darlegungen von Kapitel 2 sind Gesamtzahl und Lateralverteilung der Myonen wichtige Meßgrößen für die Analyse eines Luftschauers. Aus dieser Tatsache, aus den Eigenschaften der myonischen Komponente und aus den Randbedingungen des Gesamtexperiments ergeben sich eine Reihe von Anforderungen an den μ -Detektor, dessen Entwicklung bis zur Großserienreife das Ziel dieser Arbeit war.

- Der wichtigste Punkt ist eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen. Trifft mehr als ein Myon einen Detektor, muß eine Möglichkeit bestehen, ihre Zahl mit einer gewissen Genauigkeit zu bestimmen. Dafür ist, zumindest bei Verwendung von Szintillatoren, eine gute Energieauflösung erforderlich.
- Andere Arten von Schauerteilchen, vor allem Elektronen und Gamma-Quanten, sollen vom Detektor durch einen darüber liegenden Blei/Eisen-Absorber ferngehalten werden. Teilchen, die den Absorber durchschlagen, der sogenannte *Punch-Through*, sollen als Untergrund identifiziert werden. Auch dafür wird eine gute Energieauflösung benötigt.
- Wegen der geringen Myonendichte ist eine hohe Flächenbelegung erforderlich, was bedeutet, eine große Zahl von großflächigen Detektoren einzusetzen. Angestrebt wird eine Belegung von 2%. Deshalb müssen die Kosten pro Quadratmeter möglichst niedrig sein.
- Für eine große Ausdehnung des Einzeldetektors spricht auch die Minimierung der unvermeidlichen Randeffekte von Detektor und Absorber. Da der Detektor andererseits transportabel konzipiert ist, sollte seine Breite die europäische Norm von 2,4 Metern für LKW- oder Bahntransport nicht überschreiten.
- Der Detektor wird in einer nichtklimatisierten Schutzhütte eingesetzt. Die Temperaturen können jahreszeitlich bedingt zwischen -20°C und $+40^{\circ}\text{C}$ variieren. Die Eigenschaften des Detektors dürfen sich dadurch, auch über mehrere Jahreszyklen hinweg, nicht wesentlich ändern.

- Der Detektor soll über mehrere Jahre hinweg so wartungsfrei wie möglich arbeiten. Falls doch eine Wartung nötig wird, müssen anfällige Teile (Photomultiplier etc.) leicht zugänglich sein, um die Ausfallzeiten zu minimieren.
- Eine gute Zeitauflösung wurde ursprünglich nicht gefordert. Allerdings könnten sich zusätzliche Einsatzmöglichkeiten für den μ -Detektor ergeben, wenn seine Zeitauflösung im Bereich von einigen Nanosekunden liegt.

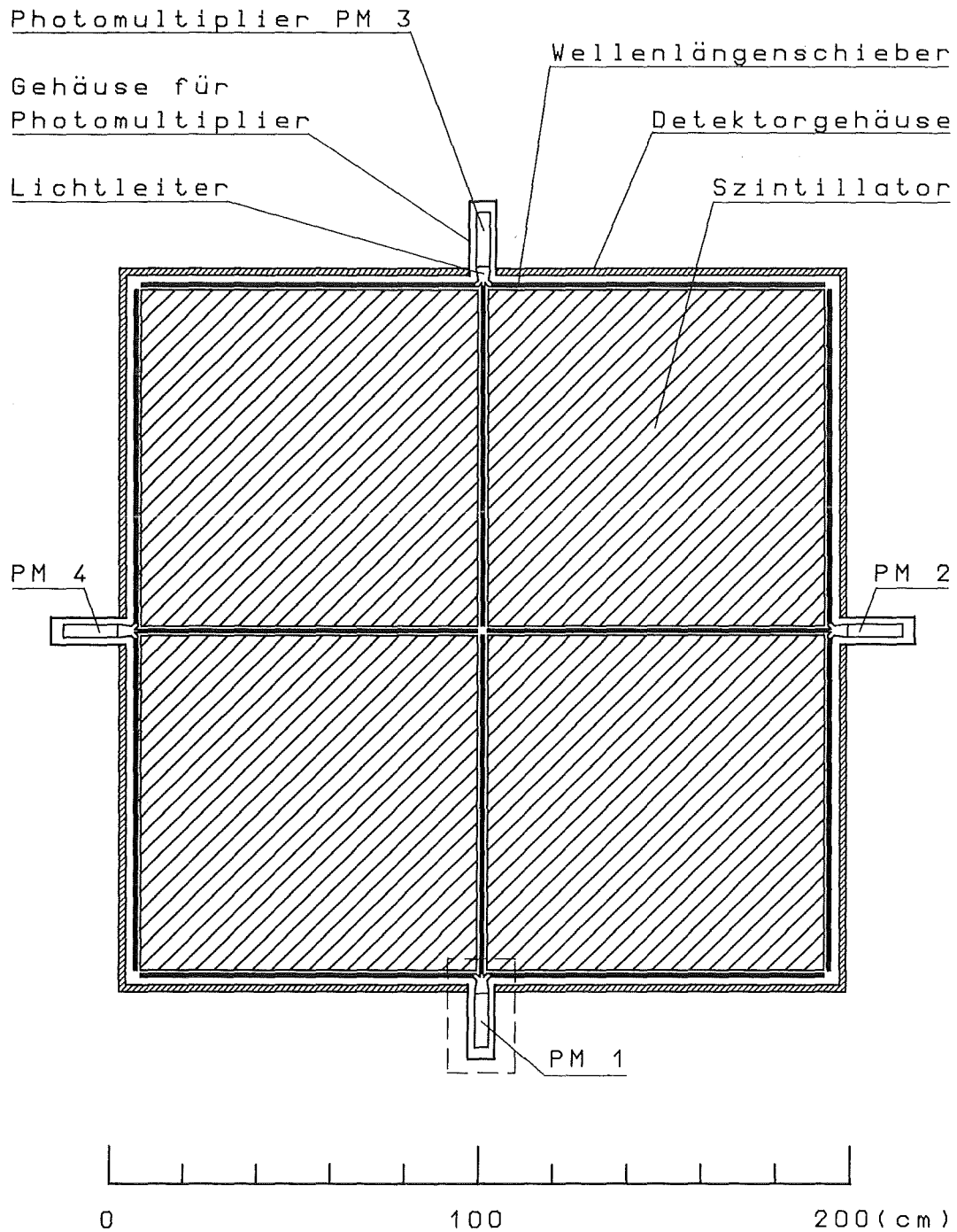
Alle diese Anforderungen werden von einem Detektor aus großflächigen Szintillatorplatten erfüllt, die an den Kanten über Wellenlängenschieber mit kleinen Photomultipliern ausgelesen werden. Auf dieser Basis wurde ein μ -Detektor entwickelt, getestet und in einer Serie von 16 Exemplaren für das Prototypcluster gebaut.

Ein alternatives Konzept wird in [Dau91] beschrieben. Es basiert auf sogenannten *Limited Streamer Tubes*, die allerdings den Einsatz in einer klimatisierten Umgebung und eine permanente Überwachung der Gasversorgung erfordern.

4.2 Beschreibung des μ -Detektors

Im Rahmen umfangreicher Voruntersuchungen wurden sowohl das Detektordesign als auch die einzelnen Komponenten optimiert [Kri89/90/91]. Das Ziel war eine hohe Lichtausbeute und eine weitgehende Uniformität des Detektors über die gesamte Fläche, um eine gute Energieauflösung zu erhalten. Die Untersuchungen an den Komponenten, auch im Hinblick auf die Serienproduktion für das Prototypcluster, werden im nächsten Kapitel im Detail vorgestellt. In diesem Kapitel wird der μ -Detektor in der für das Prototypcluster entwickelten Form (siehe Abb.4.1) und seine Antwortfunktion auf Myonen beschrieben. Eine Detailzeichnung des gestrichelt umrahmten Ausschnitts von Abb.4.1 ist in Anhang C (Abb.C.1) zu finden.

Der μ -Detektor besteht aus vier $90 \times 90 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Plastikszintillatorplatten vom Typ NE 114 [NE80], die an allen Kanten von grünen Wellenlängenschieberstäben (WLS) vom Typ Kuraray Y7 [Shi88] mit den Ausmaßen $88 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$ umgeben sind. Die optische Ankopplung der Platten an die Stäbe erfolgt über einen 0,8 mm weiten Luftspalt. Dieser wird pro Kante jeweils durch zwei schmale Abstandshalter aus transparentem Plastik aufrechterhalten. Das blaue Emissionslicht der Szintillatorplatten wird von den WLS absorbiert, als grünes Licht reemittiert und durch Totalreflexion auf die Photomultiplier geleitet (z.B.: [Bar78][Bou81][Fis85][Kam83][Kla81][Sel79]). Im Anhang sind zu finden: das Emissionsspektrum des

Abbildung 4.1: Aufsicht des μ -Detektors

Szintillators, das Absorptions- sowie das Emissionsspektrum des WLS und die spektrale Charakteristik des Photomultipliers. Je drei WLS führen auf einen durch Aufdampfen von Aluminium verspiegelten Winkellichtleiter aus Plexiglas, der über einen Luftspalt an einen Photomultiplier mit 1,5 Zoll Durchmesser vom Typ Valvo XP2081 (siehe Anhang B und [Phi90]) koppelt. Auf diese Weise empfängt jeder Photomultiplier Signale aus zwei Szintillatorplatten oder Detektorsegmenten, während jedes Segment von zwei Photomultipliern ausgelesen wird. Durch Addition der beiden Signale eines Segments läßt sich eine hohe Detektoruniformität erreichen (siehe Kap.4.3.2). Um den Lichttransport in den WLS zu verbessern, sind die dem Winkellichtleiter entgegengesetzten, freien Enden der WLS mit weißer Dispersionsfarbe gestrichen (siehe Kap.5.1). Jede Szintillatorplatte liegt auf einem 1 cm breiten PE-Ring mit 40 cm Durchmesser und wird an den Rändern durch insgesamt acht je 1 cm breite Auflagen abgestützt, die gleichzeitig als Halterungen für die WLS und die Abstandshalter dienen. Abgesehen von diesen kleinen Auflageflächen *schweben* sowohl die Szintillatorplatten als auch die WLS in der Luft, um den Lichttransport durch Totalreflexion an den Oberflächen nicht zu stören. Das gesamte System aus Szintillator, WLS und Winkellichtleiter ist in lockere Aluminiumfolie gehüllt. Das Detektorgehäuse besteht aus mehrfach wasserfest verleimtem Sperrholz, das zur besseren Lichtabdichtung schwarz beschichtet ist. Die Photomultiplier mit ihren Spannungsteilern sind in Messinggehäusen eingekapselt, die von außen mit Überwurfmuttern an das Detektorgehäuse angeschraubt werden (siehe Abb.C.1). Dies ermöglicht im Fall eines Defekts einen Austausch innerhalb von wenigen Minuten, ohne den Detektor selbst öffnen zu müssen.

Durch eine Reihe von Simulationen [Kri90] wurde die abschirmende Wirkung der Absorberkombination abgeschätzt. Ihre Dicke wurde auf 10 cm Blei und 4 cm Eisen festgelegt, das entspricht etwa 20 elektromagnetischen Strahlungslängen X_0 .

4.3 Antwortfunktion des Detektors auf Myonen

4.3.1 Das Einteilchenspektrum

Der *mittlere Energieverlust* geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie wird durch die *Bethe-Bloch-Formel* für die inelastische Streuung an Elektronen beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^4 z^2 Z N}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{A}{Z} \right] \quad (4.1)$$

Dabei bedeuten:

e = Elementarladung

m = Ruhemasse des Elektrons

N = Anzahl der Atome pro Volumeneinheit im durchlaufenen Material

Z = Ordnungszahl des durchlaufenen Materials

z = Ladung des ionisierenden Teilchens

v = Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens

$\beta = v/c$

c = Lichtgeschwindigkeit

I = Mittleres Ionisierungspotential

A = Konstante, die die verschiedenen Elektronenbindungszustände berücksichtigt

Bei relativistischen Teilchen ist dieser differentielle Energieverlust nahezu unabhängig von der Energie des ionisierenden Teilchens. Er hängt von der Dichte und der chemischen Zusammensetzung des Absorbers ab und wird als Materialkonstante in der Einheit [MeV/cm] angegeben.

Die *Fluktuationen* des mittleren Energieverlusts werden im Grenzfall dünner Absorber durch eine Landauverteilung [Lan44] beschrieben, im Grenzfall dicker Absorber durch eine Gaußkurve. Den allgemeinen Fall beschreibt die Theorie von Vavilov [Vav57], die die Landauverteilung mit einer Gaußkurve faltet. Durch einen freien Parameter wird die Gewichtung zwischen Landau und Gauß bestimmt. Da diese Funktion mathematisch sehr aufwendig und für Fitprogramme sehr unhandlich ist, werden Energieverlustspektren (Landauspektren) in der Praxis durch eine angenäherte Landaufunktion beschrieben [Moy55]:

$$f(x) = C \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \{x' + \exp(-x')\} \right] \quad (4.2)$$

Dabei bedeuten:

C = Normierungsfaktor (Wert im Maximum)

$x' = (x - x_0)/\sigma$

x_0 = Lage des Maximums

x = Kanallage

σ = Skalenfaktor des Spektrums

In einem realen Szintillationsdetektor tragen noch andere Faktoren zur Verbreiterung der gemessenen Energieverlustspektren bei:

- Teilchen mit verschiedenen Einfallswinkeln durchlaufen unterschiedlich lange Wegstrecken im Szintillator und deponieren deshalb verschiedene Energiemengen. In Eichexperimenten wird deshalb der zulässige Raumwinkel durch Trigerteleskope eingeschränkt. Im realen Experiment wird auf den Zenitwinkel des Schauers korrigiert.
- Durch die Eigenabsorption des Szintillators wird das erzeugte Licht wieder gedämpft, bevor es die Photomultiplier erreicht. Dadurch entsteht eine Ortsabhängigkeit der Detektorantwort, die die Auflösung verschlechtert. Durch Materialauswahl und geeignetes Design muß dieser Effekt minimiert werden.
- Die Quanteneffizienz eines Photomultipliers beträgt im Maximum seiner spektralen Empfindlichkeit nur etwa 30%. Dadurch entstehen zusätzliche statistische Schwankungen, die der Poisson-Statistik folgen und vor allem die Energieauflösung kleiner Signale beeinträchtigen.

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen typische Pulshöhenspektren eines frei laufenden μ -Detektors ohne Absorber. Hierbei werden vor allem die unkorrelierten Myonen aus den kleinen, aber zahlreichen Luftschauern nachgewiesen, deren elektromagnetische Kaskaden den Erdboden gar nicht oder nur teilweise erreichen. Auf Meereshöhe beträgt der kontinuierliche Fluß dieser Myonen etwa $150 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Die Messung wurde getriggert durch eine Zweierkoinzidenz der beiden Photomultiplier PM 1 und PM 2, die vorher sorgfältig aufeinander abgeglichen wurden. Ihre Spektren werden in Abb.4.2 gezeigt. Die Schwellen waren in beiden Kanälen so niedrig eingestellt, daß links vom Myonensignal noch der Untergrund aus niederenergetischen Elektronen und Gamma-Quanten erkennbar ist. Durch die Zweierkoinzidenz wird das unkorrelierte Rauschen der Photomultiplier und der Elektronik unterdrückt.

Durch elektronische Addition der analogen Einzelröhrensignale wurde ein Summensignal gebildet, dessen Spektrum in Abb.4.3 dargestellt ist. Um den Vergleich der Spektren zu erleichtern, ist die Energieskala hier um einen Faktor 2 gestaucht. Es ist zu erkennen, daß das Summensignal eine bessere Auflösung besitzt und sich vom Untergrund deutlicher abhebt. Das Verhältnis zwischen den Zählraten im Maximum und im Tal verbessert sich von 3,7/1 (PM 1) bzw. 3,3/1 (PM 2) auf 5,5/1 (Summe). Durch die Addition der beiden Signale eines Detektorsegments werden die von der Lichtabschwächung durch Eigenabsorption hervorgerufenen Detektorinhomogenitäten weitgehend kompensiert.

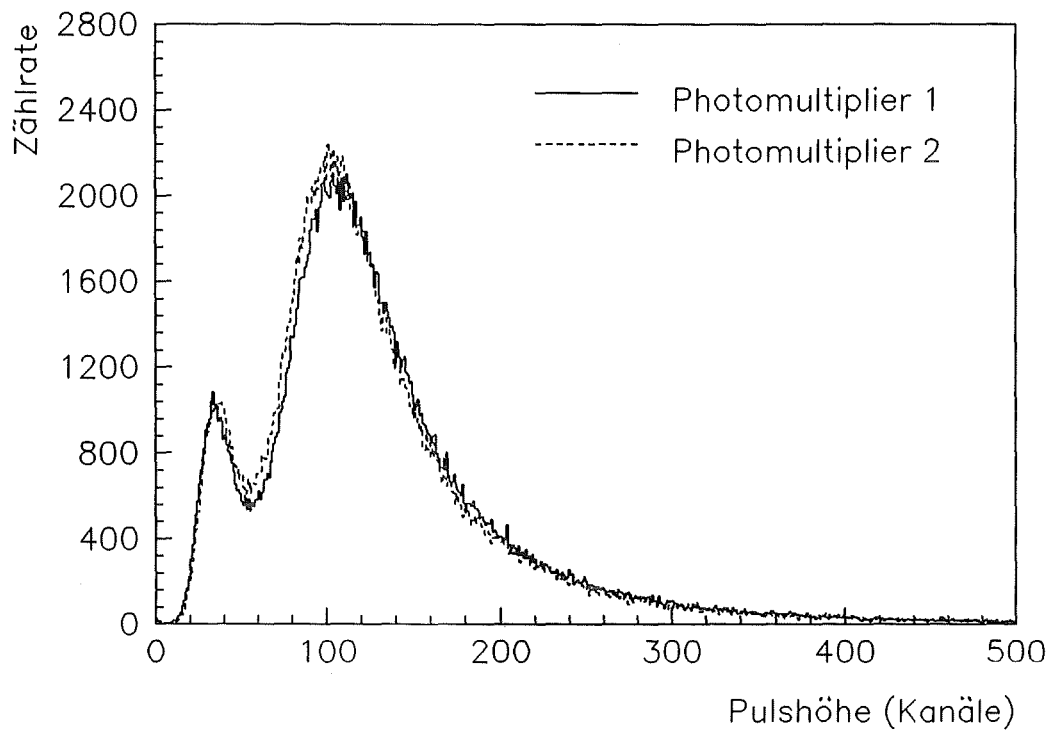


Abbildung 4.2: Einzelröhrenspektren des freilaufenden μ -Detektors

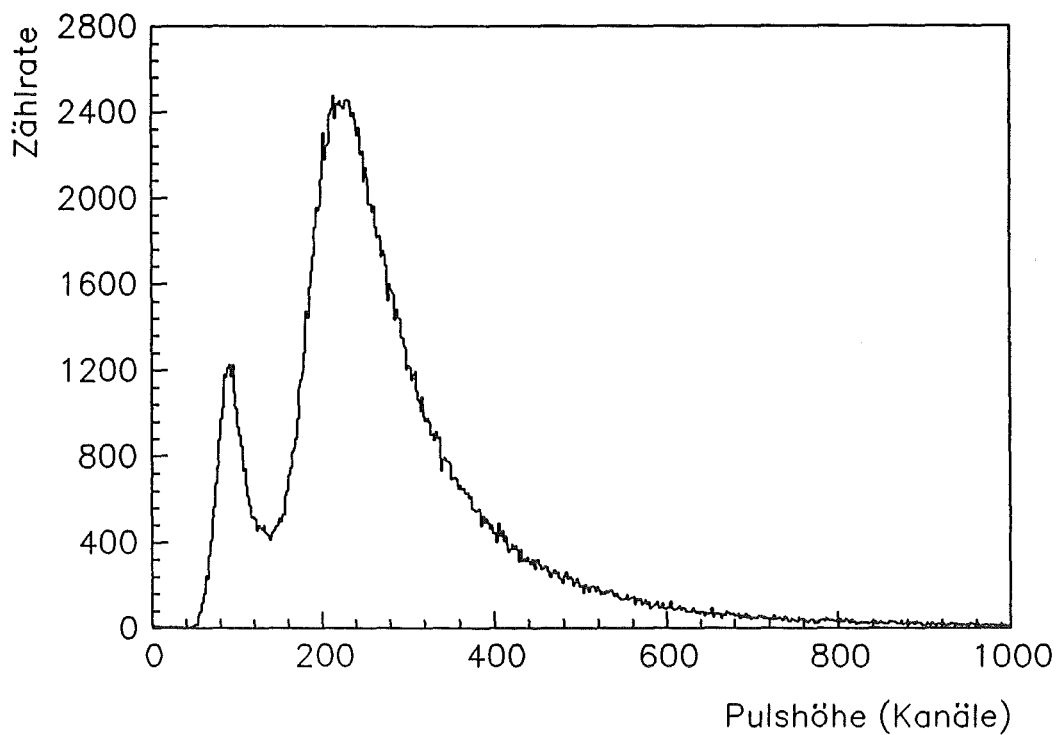


Abbildung 4.3: Summenspektrum des freilaufenden μ -Detektors. Die Energieskala ist gegenüber Abb.4.2 um einen Faktor 2 gestaucht.

4.3.2 Uniformität der Detektorantwort

Zur Minimierung der Ortsabhängigkeit der Detektorantwort wurden mehrere Testreihen mit *ortsaufgelöster Pulshöhenmessung* durchgeführt. Jede Weiterentwicklung des Designs wurde im Hinblick auf die Uniformität des Detektors überprüft.

Abb.4.4 zeigt den dafür benutzten Testaufbau und ein Blockschaltbild der Meßelektronik. Zur Erklärung der verwendeten Elektronikbegriffe und Abkürzungen verweise ich auf die Liste in Anhang D. Zwei Szintillatorpaddel mit einer Grundfläche von $18 \times 18 \text{ cm}^2$ und einer Dicke von 5 cm bilden im Abstand von 32 cm ein Triggerteleskop. Damit wird ein Segment des μ -Detektors in einem Gitter von 5×5 Meßflächen abgetastet. Registriert werden die vier Einzelröhrenspektren und ihre analog gebildete Summe.

Die Ergebnisse für die Prototypcluster-Version des μ -Detektors zeigt Abb.4.5. Links sind die Kanallagen der Landaumaxima als Funktion des Ortes aufgetragen, wobei das Raster dem auf Abb.4.4 eingezeichneten entspricht. Die Ortsabhängigkeit der beiden Einzelröhrenspektren wird durch die Addition fast völlig kompensiert zu einer uniformen Detektorantwort.

Rechts sind die Verteilungen der Landaumaxima zu sehen. Die Energieskala für die Verteilung der Summen ist wieder um einen Faktor 2 gestaucht, da die Summensignale etwa doppelt so hoch sind wie das mittlere Einzelsignal. Die Verteilungen wurden mit einer Gaussfunktion ausgewertet:

$$f(x) = C \cdot \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.3)$$

Dabei bedeuten:

C = Normierungsfaktor (Wert im Maximum)

x_0 = Lage des Maximums

x = Abweichung vom Maximum

σ = Breite der Gausskurve (Halbwertsbreite/2,355)

Für die σ -Breiten in % vom jeweiligen x_0 ergeben sich folgende Werte für die einzelnen Verteilungen: 11,2% (PM 1), 9,5% (PM 2) und 3,8% (PM 1 + PM 2). Diese 3,8% beschreiben die nicht mehr kompensierbare Restinhomogenität eines Detektorsegments. Wenn es gelingt, die Segmente durch Vorauswahl der Szintillatorplatten und Abgleich der Photomultiplier einander anzugleichen, kann diese Zahl für den ganzen μ -Detektor mit einer Fläche von $3,24 \text{ m}^2$ übernommen werden.

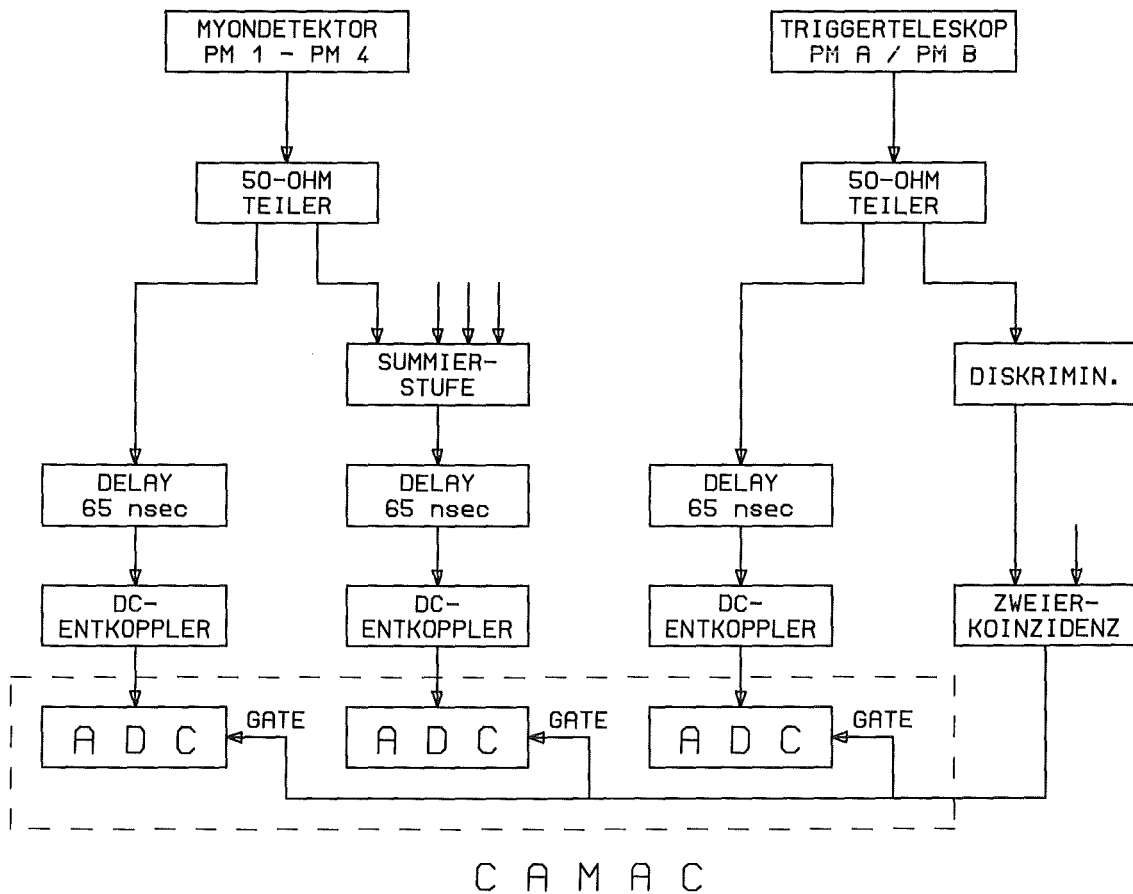
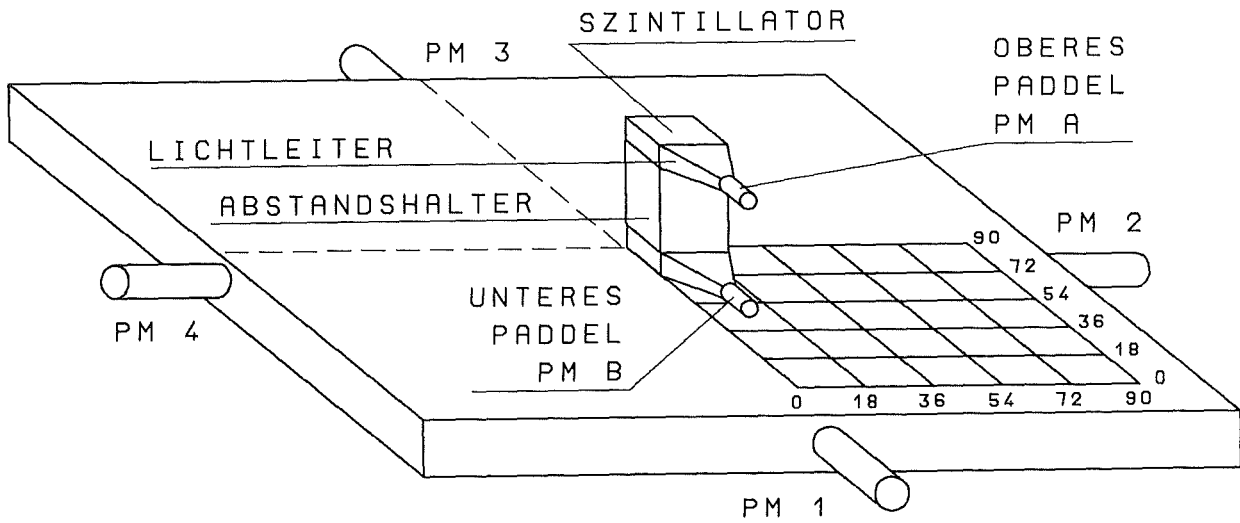
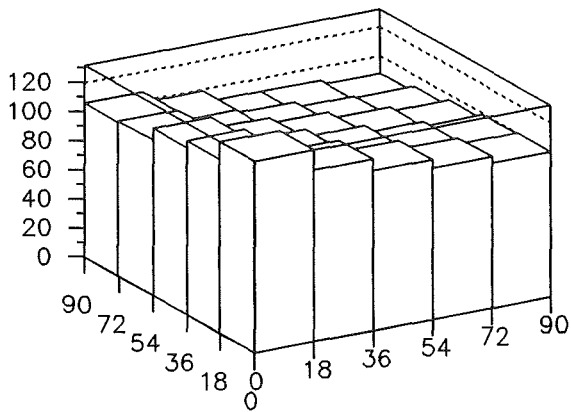
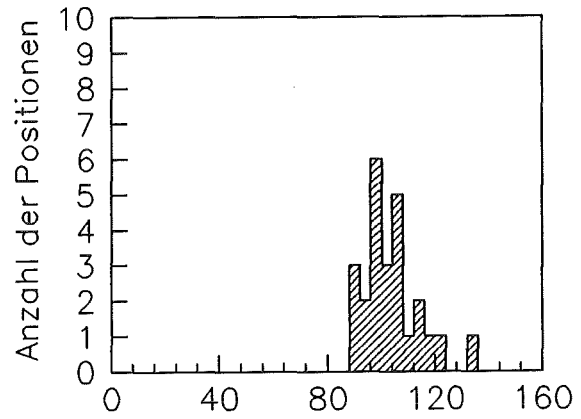


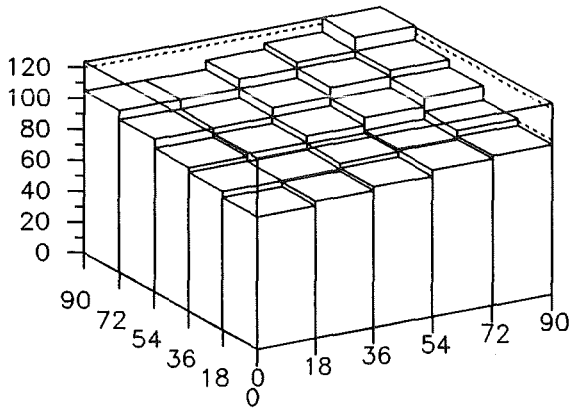
Abbildung 4.4: Testaufbau und Blockschaltbild der NIM/CAMAC-Elektronik zur ortsauflösten Messung von Pulshöhen.



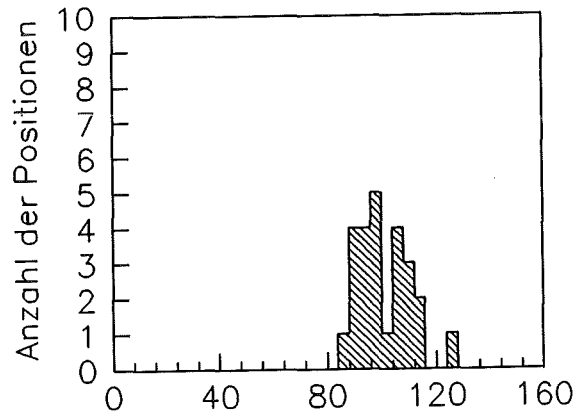
Landaumaxima PM 1



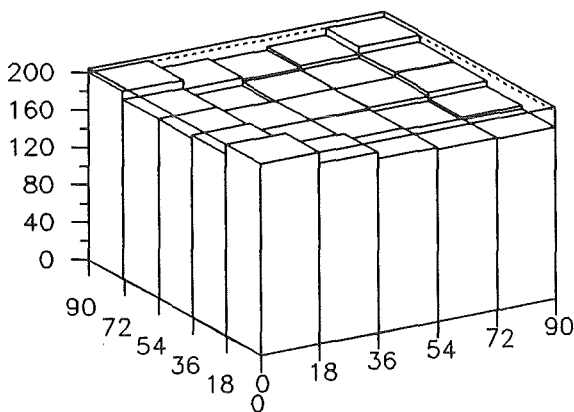
Landaumaxima PM 1 (Kanäle)



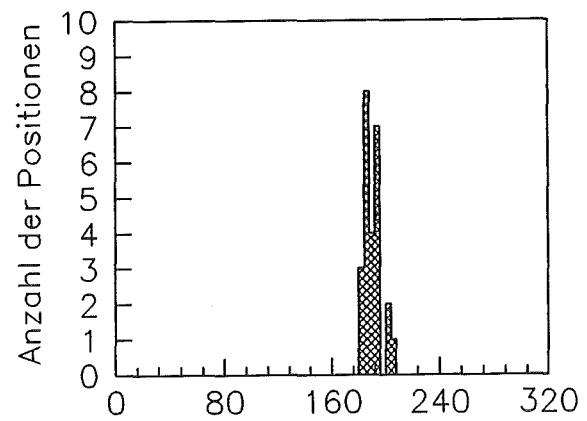
Landaumaxima PM 2



Landaumaxima PM 2 (Kanäle)



Landaumaxima (PM1 + PM2)



Maxima (PM1+PM2) (Kanäle)

Abbildung 4.5: Ergebnisse der orts aufgelösten Pulshöhenmessung

5 Die Komponenten des μ -Detektors

5.1 Der Wellenlängenschieber

Um eine möglichst uniforme Detektorantwort zu erhalten, darf die in den Photomultipliern ankommende Lichtmenge so wenig wie möglich vom Ort der Lichterzeugung bzw. Lichtkonvertierung abhängen. Deshalb ist der Einsatz von Wellenlängenschiebern (WLS) mit großer Abschwächungslänge erforderlich. Für systematische Untersuchungen zur Optimierung der Lichttransporteigenschaften wurde der in Abb.5.1 gezeigte WLS-Teststand konstruiert. Es bedeuten:

- (1) Gehäuse aus Holz, schwarz gestrichen
- (2) Wartungsklappe, ermöglicht den Zugriff auf den Photomultiplier
- (3) Photomultiplier VALVO XP2081, mit HV- und Signalkabel
- (4) Halterung für PM auf zurückfahrbarem Schlitten, mit Feder und Flügelschraube
- (5) Abdichtschieber aus schwarzem PVC
- (6) Auskoppelfenster, kann nach Zurückziehen von (4) mit (5) geschlossen werden
- (7) Beladeklappe, ermöglicht den Zugriff auf den Wellenlängenschieber
- (8) Radioaktives Präparat (^{137}Cs , $E_{\text{Gamma}} = 662 \text{ keV}$, $E_{\text{Compton}} = 477 \text{ keV}$)
- (9) NaJ-Kristall, bildet zusammen mit (8) eine *Normlichtquelle* für blaues Licht
- (10) Herausnehmbares Justierbrett mit Bohrungen für den NaJ-Kristall
- (11) Wellenlängenschieberstab WLS
- (12) Auflagen für den WLS, an der Oberkante verspiegelt
- (13) Endanschlag für den WLS

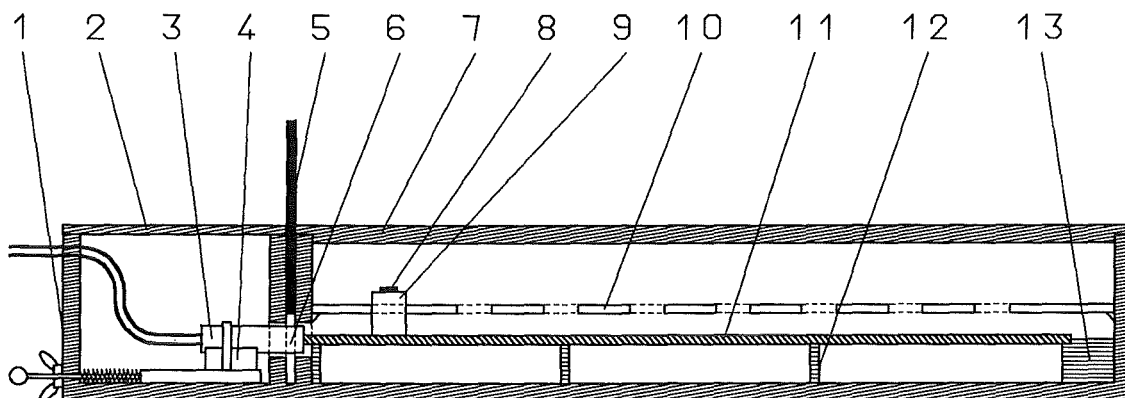


Abbildung 5.1: Seitenansicht des Teststandes für Wellenlängenschieber

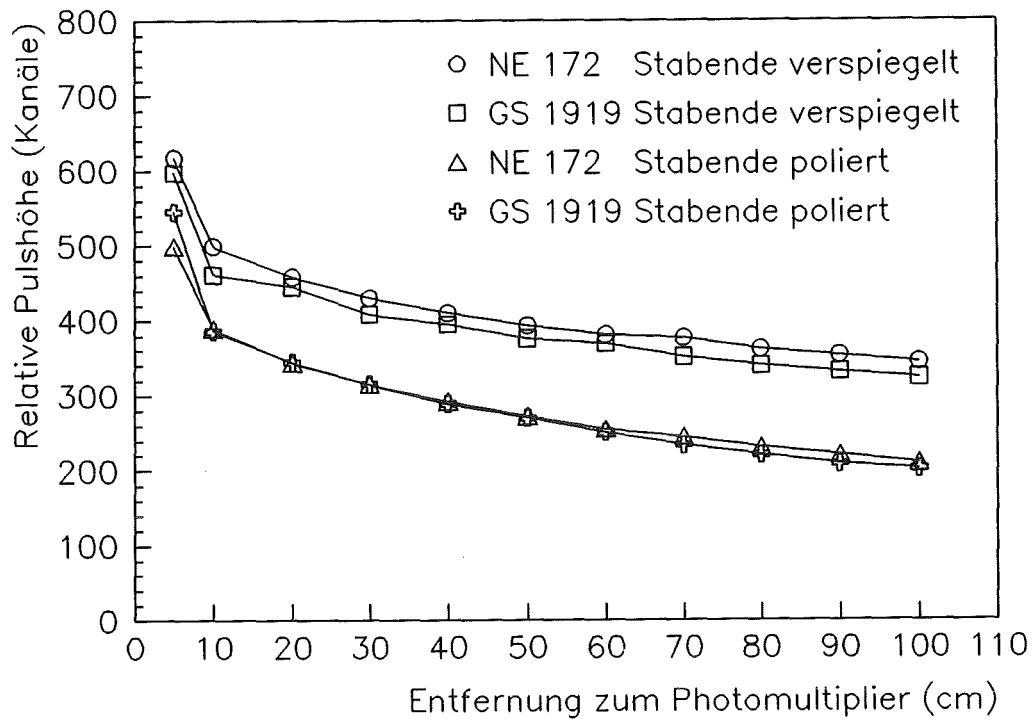


Abbildung 5.2: Vergleich der Lichttransporteigenschaften von zwei verschiedenen Wellenlängenschiebern.

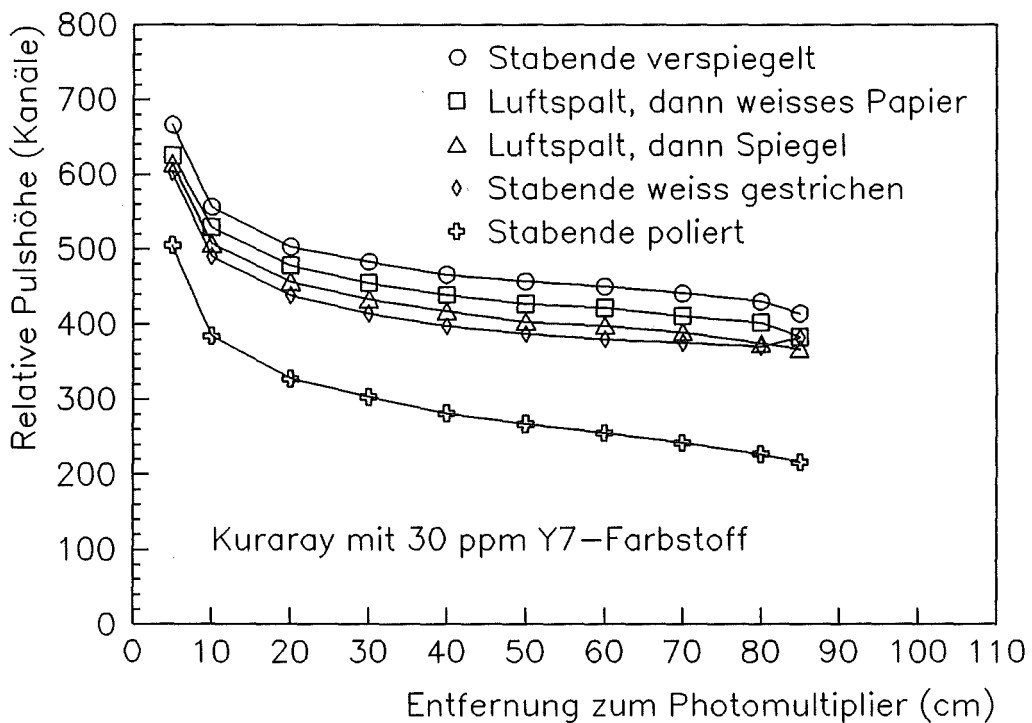


Abbildung 5.3: Auswirkung unterschiedlicher Behandlung des freien Endes eines WLS auf die Lichttransporteigenschaften.

Durch eine Kombination aus einem radioaktiven Präparat (^{137}Cs) und einem NaJ-Kristall wird eine Quelle für blaues Licht gebildet. Dabei setzt die Gammastrahlung des Präparates über den Comptoneffekt Elektronen im Kristall frei, die diesen wiederum zur Aussendung von blauem Szintillationslicht anregen. Die Stärke der Quelle, das heißt, die Zahl der pro Zeiteinheit erzeugten Gamma-Quanten, ändert sich während der Dauer der Versuche praktisch nicht. Die Zahl der Photonen, die von Elektronen einer bestimmten Energie im Kristall erzeugt werden, fluktuiert zwar, bleibt aber im Mittel konstant. Deshalb kann diese Kombination als konstante Normlichtquelle bezeichnet werden.

Diese Lichtquelle wird entlang des WLS-Stabes verschoben, wobei die jeweilige Entfernung zum Photomultiplier durch das Justierbrett genau festgelegt ist. Im WLS wird das blaue Szintillationslicht absorbiert und frequenzverschoben isotrop reemittiert. Der Teil des konvertierten Lichts, dessen Ausbreitungswinkel zur Staboberfläche steiler ist als der Winkel der Totalreflexion, geht sofort durch die Oberfläche verloren. Der Transport des übrigen Lichts erfolgt im wesentlichen durch Totalreflexion an der Staboberfläche. Die eine Hälfte des Lichts wird in Richtung des Photomultipliers transportiert, die andere Hälfte in Richtung auf das freie Ende des WLS-Stabes. Es gibt zwei dominierende Verlustprozesse: Bei jeder Reflexion wird, je nach Qualität der Oberfläche, ein Anteil des Lichts aus dem Stab hinausgestreut. Außerdem findet entsprechend der Überlappung zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum (siehe Anhang A) eine Signaldämpfung im Material selbst statt.

Als Maß für die von einem bestimmten Ort übertragene Lichtmenge wurde die jeweilige Lage der Comptonkante im Energiespektrum mit einem Vielkanalanalysator gemessen. Abb.5.2 zeigt den Vergleich von Nuclear Enterprise NE172 [NE87] und Röhm GS1919, jeweils mit poliertem bzw. verspiegeltem freiem Ende. Die Verspiegelung des freien Endes bringt eine Verbesserung der effektiven Abschwächungslänge von 170 cm auf 310 cm bei NE 172 und von 155 cm auf 285 cm bei GS 1919. Die Abschwächungslänge wird also, praktisch unabhängig vom Material, um den Faktor 1,8 verbessert. Dieser deutliche Effekt hat folgende Ursache: Da der Grenzwinkel für Totalreflexion an den Längskanten des Stabes bei etwa 45° liegt und die Endfläche mit den Längskanten einen Winkel von 90° bildet, treffen praktisch alle Photonen die Endfläche unter einem Winkel, der steiler als 45° ist und werden ausgekoppelt, wenn die Endfläche offen und poliert ist. Durch einen winkelerhaltenden Reflektor werden diese Photonen unter einem für Totalreflexion günstigen Winkel in Richtung auf den Photomultiplier umgelenkt. Im günstigsten Fall bringt dies eine Verdopplung der

Lichtübertragung vom entferntesten Punkt.

Abb.5.3 zeigt die Überprüfung dieses Effekts an einem WLS von Kuraray mit einer Dotierung von 30 ppm Y7-Farbstoff ([Shi88][Kam83] und Anhang A). Es wurden eine Reihe unterschiedlicher Endreflektoren getestet. Für ein poliertes Ende ergibt sich eine Abschwächungslänge von etwa 150 cm. Wird das Stabende verspiegelt, verbessert sie sich auf 305 cm (etwa Faktor 2). Noch etwas größer ist die Wirkung, wenn das Stabende weiß gestrichen wird. Hier beträgt die Abschwächungslänge 325 cm (Faktor 2,2), allerdings sind die Pulse insgesamt etwas niedriger als bei Anwendung eines Spiegels.

Diese große Wirkung weißer Farbe erklärt sich durch die kosinusförmige Abstrahlcharakteristik eines diffusen Reflektors [Fis85]: Das vom Endreflektor abgestrahlte Licht ist senkrecht zur Endfläche gebündelt. Deshalb durchläuft es den WLS-Stab mit weniger Reflexionen an der Staboberfläche als bei einer Ausbreitung durch Totalreflexion und erfährt weniger Reflexionsverluste an der Oberfläche.

Berücksichtigt man die jeweilige Wirkung von weißer Farbe bzw. einer Verspiegelung auf die Abschwächungslänge bzw. die Pulshöhen, so sind beide Verfahren als etwa gleichwertig anzusehen.

Eine Variation des Farbstoffgehalts zwischen 30 ppm bzw. 15 ppm Y7 im Kuraray-WLS hatte keinen signifikanten Einfluß auf die Abschwächungslänge.

Für das Prototypcluster wurde, hauptsächlich aus Kostengründen, der aus PMMA bestehende WLS-Stab von Kuraray mit einer Dotierung von 20 ppm ausgewählt. Als Endreflektor wurde weiße Dispersionsfarbe verwendet. Dies hatte rein technische Gründe: Das Verspiegeln einer Fläche von 3 cm² pro Stab durch Aufdampfen hätte bei der Größe der Stäbe einen zu hohen Aufwand zum Schutz der übrigen Oberflächen erfordert. Ein Ankleben von Spiegeln erschien bei einer mehrjährigen Dauer des KASCADE-Experiments nicht langzeitstabil genug zu sein.

5.2 Der Photomultiplier

Die Auswahl eines geeigneten Photomultipliers für den μ -Detektor ist relativ unkritisch. Es sind dabei folgende Punkte zu beachten:

- Aus dem in Anhang A gezeigten Emissionsspektrum des WLS ergibt sich, daß der Photomultiplier im Spektralbereich von etwa 470 nm bis 550 nm eine möglichst hohe Quantenausbeute besitzen muß, um die Verluste bei der Signalübertragung aus dem WLS-Stab klein zu halten.

- Die Auflösung soll möglichst gut sein, allerdings wird keine Einzelphotoelektronenauflösung wie bei den Röhren des e/γ -Detektors gefordert.
- Die Entscheidung für einen Durchmesser von 1,5 Zoll wurde vorab getroffen. Sie ergab sich aus den Abmessungen der WLS-Stäbe, deren Querschnitt $30 \times 10 \text{ mm}^2$ beträgt. Da jeweils drei Stäbe zusammengefaßt werden, ist vom Photomultiplier eine Fläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ auszulesen. Wenn die Kathode etwa die gleiche effektive Fläche besitzt, ist die optische Abbildung durch einen Lichtleiter besonders einfach.
- Das Zeitverhalten des Photomultipliers hat für die Auswahl keine Bedeutung.
- Der Preis soll möglichst niedrig sein.

Durch eine Kombination von ^{137}Cs , NaJ-Kristall und WLS wurde eine Normlichtquelle konstruiert, deren Emissionsspektrum identisch ist mit dem des μ -Detektors. Der Aufbau ist sehr ähnlich dem in Abb.5.1 gezeigten. Damit wurden 7 Typen von Photomultipliern getestet und die Beschaltung des Spannungsteilers im Hinblick auf gute Auflösung optimiert. Aus mehreren in der Leistung vergleichbaren Typen wurde wegen des etwas günstigeren Preises die Röhre VALVO XP2081/02 ausgewählt, deren technische Daten in Anhang B zu finden sind. Für das Prototypcluster wurden alle Photomultiplier in einer LASER-Apparatur getestet [Hau91].

5.3 Der Winkellichtleiter

Bei der Konstruktion des Lichtleiters waren zwei Vorgaben zu beachten:

- Es stand nur sehr wenig Platz für eine Optik zur Verfügung, die die Signale der drei WLS-Stäbe bündeln und auf den Photomultiplier leiten sollte. Adiabatische bzw. gebogene Lichtleiter kamen wegen ihres hohen Platzbedarfs nur sehr bedingt in Frage.
- Der WLS-Stab aus der Mitte des Detektors und die beiden Stäbe vom Rand sollten in vergleichbarer Weise auf den Photomultiplier abgebildet werden, um Unsymmetrien bei der Detektorantwort von vorneherein klein zu halten. Mit einem adiabatischen System wäre dies perfekt erreichbar gewesen. Allerdings gibt es für solche Systeme, die aus gebogenen Plexiglasstreifen gefertigt werden und deshalb gekrümmte Oberflächen besitzen, eine wesentliche Einschränkung: Je kleiner und kompakter sie gebaut werden, desto enger werden

auch die Krümmungsradien und desto größer werden die Lichtverluste an den Oberflächen [Mas77][Kru88].

Die Lösung bestand in einem gewinkelten, prismatischen Lichtleiter (siehe Anhang C, Abb.C.1). Photonen aus den am Rand liegenden Stäben werden durch eine zusätzliche Reflexion in Richtung auf den Photomultiplier umgelenkt. Dadurch entsteht eine leichte Asymmetrie zwischen dem Zentralstab und den Randstäben, die in Abb.4.5 in der Darstellung der Ortsabhängigkeit der Einzelröhrenspektren gerade noch erkennbar ist. Die Meßfläche nahe dem Zentrum des Detektors erscheint im Mittel um 5,5% heller als die Meßfläche in der äußersten Ecke des Segments. Diese geringe Abweichung wird durch die rein abstandsbedingte Ortsabhängigkeit der Einzelröhrenspektren überlagert und kann vernachlässigt werden.

Die Verspiegelung des Winkellichtleiters durch Aufdampfen von Aluminium erfüllt zwei Funktionen:

- Photonen aus den Randstäben, die nach der Umlenkung zum Photomultiplier die Bedingung für Totalreflexion an der Oberfläche nicht mehr erfüllen, werden im Lichtleiter gehalten.
- Es wird verhindert, daß Photonen vom Szintillator ohne Konversion durch den WLS direkt in den Lichtleiter und damit in den Photomultiplier gelangen. Da der Photomultiplier im blauen Spektralbereich viel empfindlicher ist als im grünen, würde dieses Licht, vor allem aus den nahe gelegenen Teilen des Szintillators, die Detektoruniformität erheblich stören.

Insgesamt erfüllt der Winkellichtleiter alle gestellten Anforderungen: Er ist sehr kompakt, wegen der geringen Zahl der in ihm stattfindenden Reflexionen sehr lichtstark in der Abbildung und seine Asymmetrie ist noch vernachlässigbar.

5.4 Der Szintillator

Die Anforderungen an den Szintillator sind im μ -Detektor relativ hoch. Da die Platten an den Kanten ausgelesen werden, muß das Licht einen langen Weg im Material zurücklegen. Deshalb muß die Abschwächungslänge des Szintillators so groß wie möglich sein. Außerdem ist wegen der Konversionsverluste im WLS eine hohe Primärlichtausbeute erforderlich. Das Zeitverhalten spielt bei der Auswahl keine Rolle. Der Preis soll so niedrig wie möglich sein, ohne daß größere Abstriche an der Qualität gemacht werden dürfen.

In einer Reihe von Vortests [Kri89] wurden insgesamt 11 Materialien von 5 verschiedenen Herstellern untersucht. Dabei konnten 3 Proben von 2 Herstellern aus Qualitätsgründen ausgesondert werden. 4 Proben mit hervorragender Qualität erwiesen sich als zu teuer. In die engere Wahl kamen 4 Materialien von vergleichbarer Qualität und ähnlichem Preis: Die Prototypen Nr. 2 und Nr. 3 von Kuraray [Kur91] sowie die Standardtypen BC 416 von Bicron [Bic90] und NE 114 von Nuclear Enterprise [NE80]. Die Entscheidung für das Prototypcluster fiel zugunsten von NE 114 wegen des etwas günstigeren Preises und der erhofften Vorteile durch den kurzen Lieferweg aus Schottland.

Um einen guten Abgleich der einzelnen Segmente eines Detektors zu erreichen, müssen die 4 Szintillatorplatten, aus denen ein μ -Detektor aufgebaut wird, einander in der Lichtausbeute sehr ähnlich sein. Dies kann nur durch eine Vorsortierung der Platten erreicht werden. Zu diesem Zweck wurde der in Abb.5.4 gezeigte Teststand für Szintillatorplatten konstruiert. Die zugehörige Experimentelektronik ist in Abb.5.5 dargestellt (Begriffserklärung siehe Anhang D). Jede Szintillatorplatte wird an zwei Seiten von WLS-Stäben ausgelesen, die jeweils auf einen Photomultiplier führen. Getriggert wird auf durchgehende Myonen, die in der obersten und untersten Ebene jeweils im rechten und linken Photomultiplier ein Signal über der Schwelle auslösen. Gemessen werden die Einzelröhren- und die Summensignale der Ebenen 3-6, die Ebenen 2 und 7 dienen als Reserve.

Abb.5.6 zeigt das Ergebnis des Großserientests für das Prototypcluster. Aufgetragen sind die Kanallagen der Landaumaxima der Summensignale als Maß für die Lichtausbeute von insgesamt 70 Szintillatorplatten vom Typ NE 114. Die Binbreite entspricht etwa dem Meßfehler der Anordnung. Die Bildung der Plattenquartette erfolgte zunächst entsprechend der Lichtausbeute. Ständen mehr als 4 gleich lichtstarke Platten zur Verfügung, wurde zusätzlich nach mechanischen Parametern sortiert: Dicke, Grad der Sauberkeit des Materials und Qualität der Oberflächen.

Die Proben von Kuraray liefern ein gutes Beispiel für die Bedeutung der richtigen *Kombination* der einzelnen Komponenten: Der billigere, vom Hersteller als lichtschwächer spezifizierte Typ 2 hat in Verbindung mit einer WLS-Auslese reproduzierbar eine höhere effektive Lichtausbeute als Typ 3. Der Grund ist die bessere Anpassung des Emissionsspektrums von Typ 2 [Kur91] an das Absorptionsspektrum des WLS.

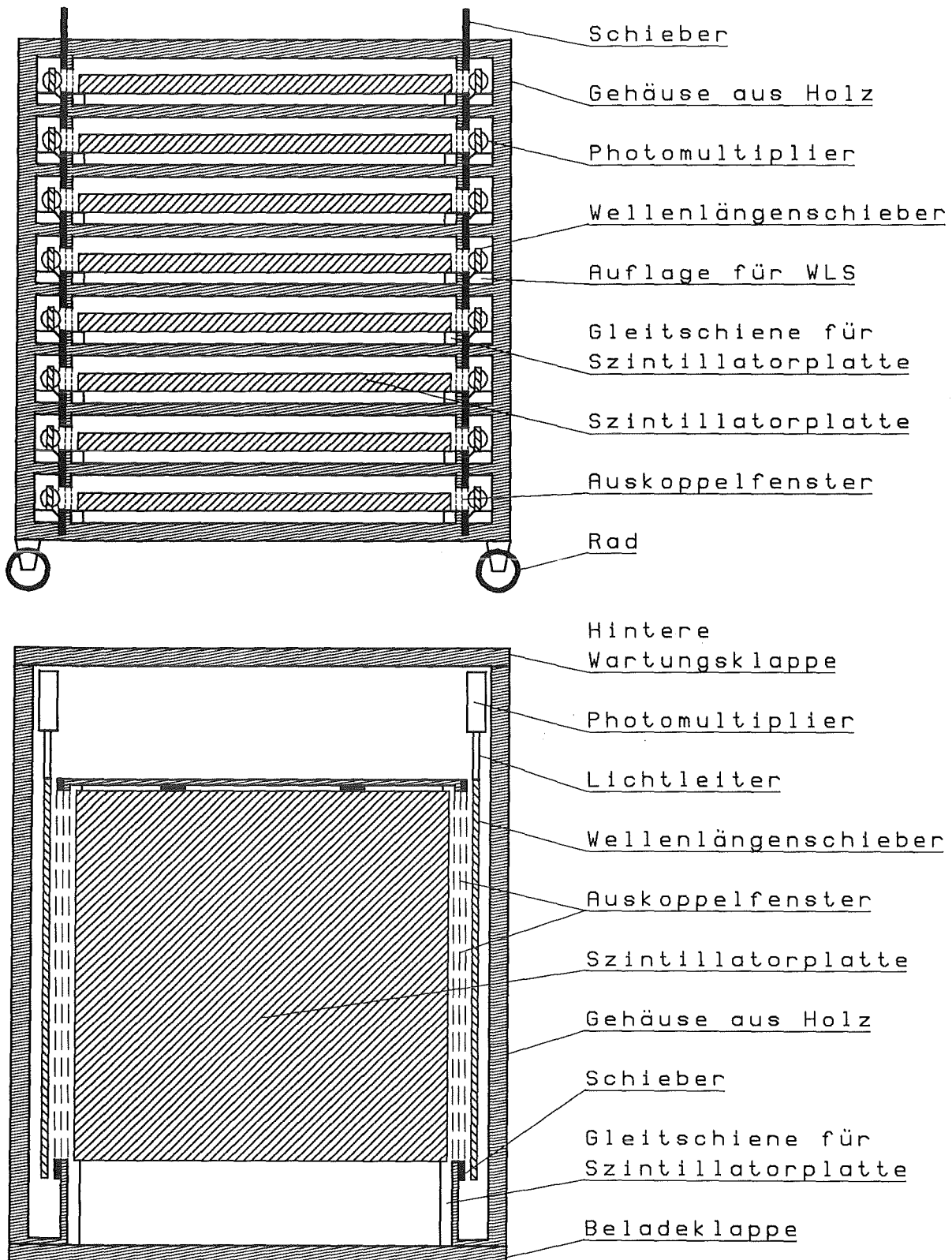


Abbildung 5.4: Vorderansicht (oben) und Aufsicht (unten) des Teststandes für Szintillatorplatten.

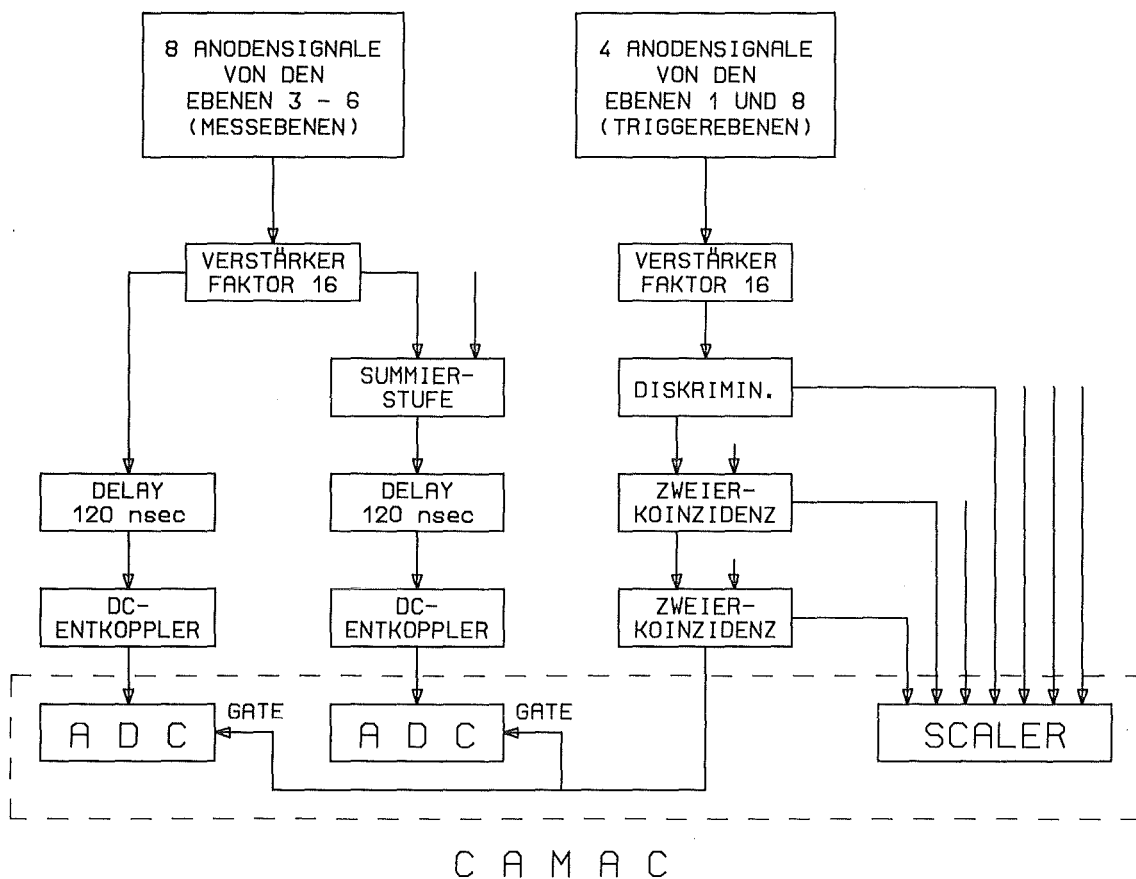


Abbildung 5.5: Blockschaltbild der Elektronik für den Plattenteststand

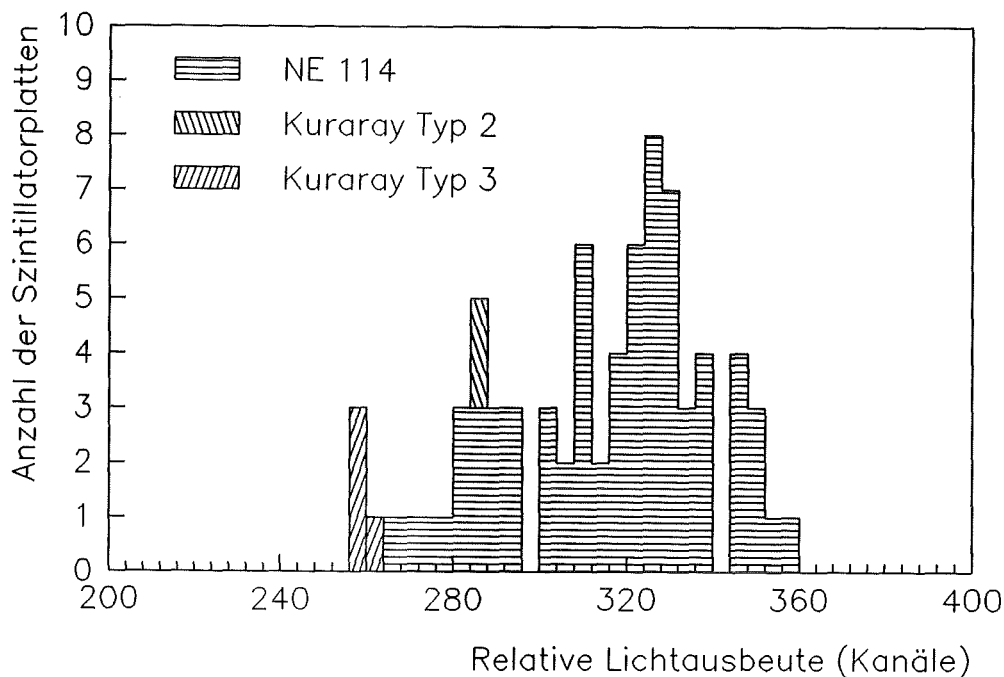


Abbildung 5.6: Qualitätsverteilung von Szintillatorplatten

6 Das Prototypcluster

Bisher wurden die experimentellen Studien am Einzeldetektor und seinen Komponenten beschrieben. Mit dem Aufbau eines Prototypclusters aus 16 Detektorstationen wurden die folgenden, weitergehenden Fragestellungen untersucht:

- Rationelle Massenproduktion von Detektoren mit möglichst kleiner Streuung in der Qualität.
- Erprobung des gesamten Detektorumfeldes: Vom Verlegen der Kabel und der exakten Justierung der Beton- bzw. Blei/Eisenplatten bis zur Messung des Temperaturverlaufs in den Schutzhütten.
- Zusammenspiel von e/γ -Detektoren und μ -Detektoren im Rahmen eines Eichexperiments.
- Abgleich aller Detektoren jeweils eines Typs. Die Energieverlustspektren unkorrelierter Myonen sollen überall die gleiche Kanallage des Maximums haben.
- Langzeitverhalten der Detektoren: Veränderung der Szintillationseigenschaften, Verstärkungsschwankungen der Photomultiplier, etc.
- Zusammenspiel aller Detektoren im Rahmen eines Luftschauerexperiments.

Das Cluster wurde von Oktober 1990 bis Februar 1991 auf dem für das KASCADE-Array vorgesehenen Gelände aufgebaut. Die Lage dieses Clusters im geplanten Gesamtarray ist aus Abb.3.3 zu ersehen. An eine Reihe von Eichexperimenten zum Abgleich der Detektoren schlossen sich mehrere Luftschauerexperimente an, die im Juli 1991 einen vorläufigen Abschluß fanden.

6.1 Die Detektorstation

Abb.6.1 zeigt schematisch den Aufbau einer Detektorstation, in der jeweils vier e/γ -Detektoren [Voe91] und ein μ -Detektor zusammengefaßt sind. Auf vier etwa 50 cm hohen Betonpfeilern liegt eine $250 \times 240 \times 10 \text{ cm}^3$ große Betonplatte. Diese dient als Fundament für eine auf vier 14 cm hohen T-Trägerstützen stehende Absorberplatte mit einer Fläche von $200 \times 200 \text{ cm}^2$. Der Absorber besteht aus einer Trägerplatte aus 4 cm Eisen, auf der eine 10 cm dicke Bleischicht liegt, und hat somit eine Absorptionsdicke von etwa 20 Strahlungslängen. Darunter liegt auf vier 2 cm hohen

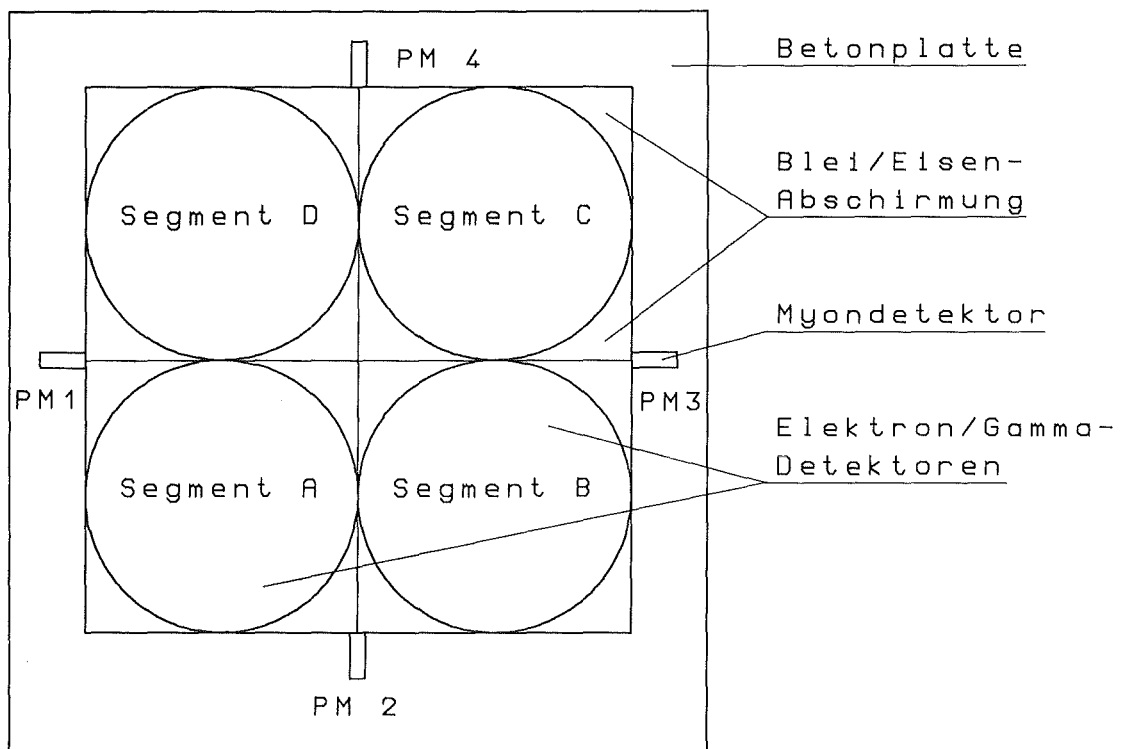
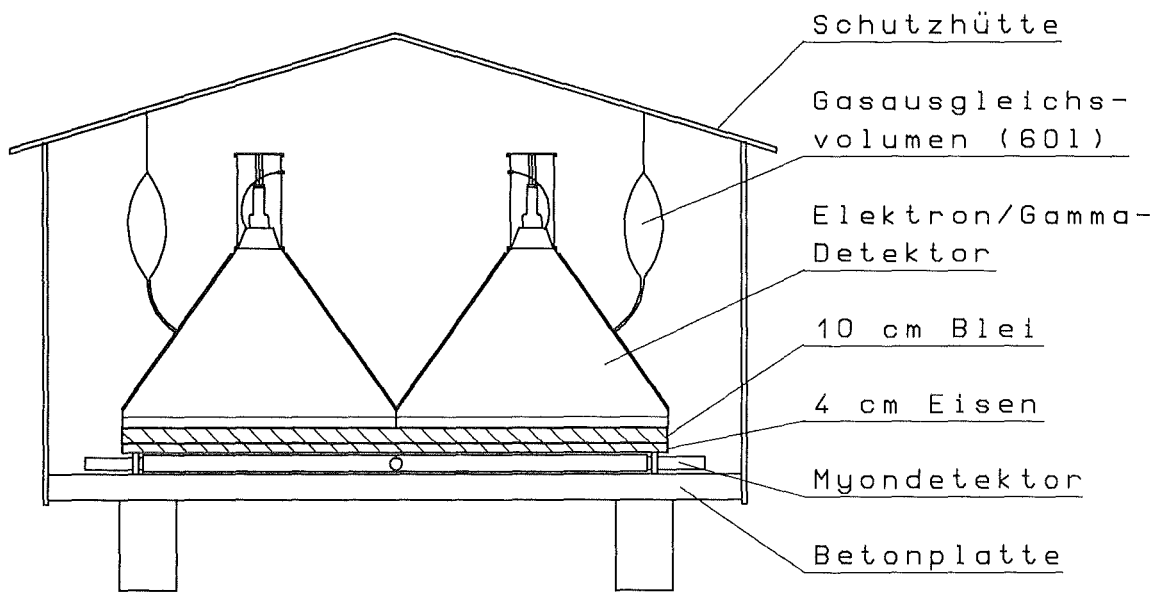


Abbildung 6.1: Schnitt und Aufsicht einer Detektorstation

Gleitschienen aus beschichtetem Holz der in Kapitel 4.2 beschriebene μ -Detektor. Auf der Absorberplatte stehen die vier e/γ -Detektoren. Sie bestehen aus kegelförmigen Edelstahlbehältern mit einem maximalen Innendurchmesser von 1 m und sind innen mit weißer Reflektorfarbe beschichtet. Sie sind mit 4 cm Flüssigszintillator unter einer Argon-Schutzgasatmosphäre gefüllt. Ein konusförmiger Plexiglaslichtleiter sammelt in 60 cm Abstand von der Flüssigkeit das Szintillationslicht und leitet es auf den mit Silikonöl angekoppelten Photomultiplier. In den Konus ist ein Lichtleitkabel zur Einspeisung von Eichpulsen eingeklebt.

Die gesamte Anordnung wird vor Witterungseinflüssen durch eine Holzhütte geschützt, in der sich außer zwei wasserdichten Verteilerkästen für die Signal- bzw. Hochspannungskabel keine weiteren Installationen befinden.

6.2 Struktur und Aufbau des Prototypclusters

Das Prototypcluster besteht aus 16 Detektorstationen in einer quadratischen Anordnung (siehe Abb.6.2). Der Gitterabstand beträgt 13 ± 0.03 m. Da die verwendete Experimentelektronik die Zusammenfassung von jeweils vier Hütten zu einer logischen Einheit begünstigt, wurde das Cluster in vier Quadranten und einen Zentralbereich untergliedert, deren Lage in Abb.6.2 dargestellt ist. Ein klimatisierter, zentral gelegener Container (Clusterelektronik) enthält die Spannungsversorgung, die Experimentelektronik und das Datenerfassungssystem, einen LSI 11/73-Rechner. Außerdem werden dort die Außentemperatur und die an zwei verschiedenen Positionen gemessene Innentemperatur von Hütte 8 von einem Schreiber protokolliert. Von der Clusterelektronik führen Kabelkanäle in einer Tiefe von 50-60 cm zu den Mittelpunkten der Quadranten. Dort verzweigen sie sich zu den einzelnen Detektorstationen. Zu jeder Station führen 12 Kabel, deren Länge $33,25 \pm 0.01$ m beträgt:

1× Hochspannung für den μ -Detektor (RG 59, 75 Ω)

1× Hochspannung für die vier e/γ -Detektoren (RG 59, 75 Ω)

4× Signalkabel für den μ -Detektor (RG 58, 50 Ω)

4× Signalkabel für die e/γ -Detektoren (RG 58, 50 Ω)

1× Signalkabel für einen Dynodenausgang eines e/γ -Detektors (RG 58, 50 Ω)

1× Ersatzkabel (RG 58, 50 Ω)

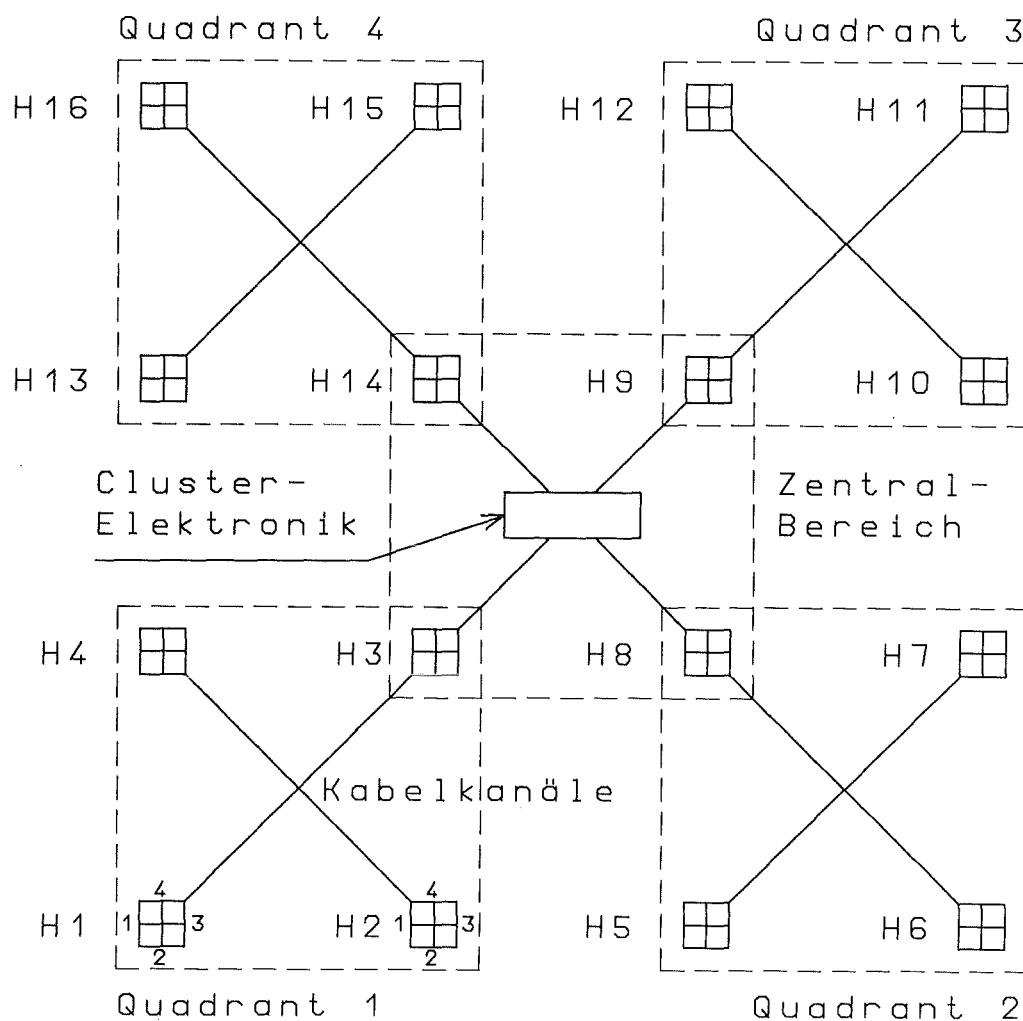


Abbildung 6.2: Lageplan des Prototypclusters

In der Clusterelektronik enden alle Signalkabel auf einer Steckerplatte. Die Hochspannungskabel führen zu einer 32-Kanal-HV-Versorgung (Typ CAEN SY-127, Modultyp A333, Auflösung 1 Volt). In den Stationen werden die ankommenden Kabel in den Verteilerkästen mit den Detektorkabeln (Länge 3 m) verbunden. Um sowohl Kabel als auch HV-Versorgungskanäle zu sparen, werden die jeweils vier Photomultiplier eines Detektortyps von nur einem HV-Kanal versorgt.

Da die verwendeten Photomultiplier eine gewisse Streuung in ihren Eigenschaften aufweisen, bedeutet diese gemeinsame Spannungsversorgung zunächst, daß gleiche optische Signale unterschiedlich verarbeitet werden. Dies kann, zumindest für den μ -Detektor, nicht akzeptiert werden. In Kap.4.3 wurde gezeigt, daß die gute Ener-

gieauflösung eines Detektorsegments nur durch die Addition der Signale aus den beiden Photomultipliern erreichbar ist, die das betreffende Segment auslesen. Dabei müssen die beiden Photomultiplier sorgfältig aufeinander abgeglichen sein. Andernfalls würde die in Abb.4.5 gezeigte Ortsfunktion des Summensignals eine Asymmetrie aufweisen, die die Energieauflösung und damit die Signalauswertung verschlechtern würde. Da jeder Photomultiplier an der Auslese von zwei Segmenten beteiligt ist, stellt der μ -Detektor ein gekoppeltes System dar. Es ist für das Funktionsprinzip des μ -Detektors daher absolut notwendig, *alle vier* Auslesekanäle eines Detektors so genau wie möglich aufeinander abzugleichen.

Für die e/γ -Detektoren einer Station ist dieser Abgleich nicht ganz so zwingend, da jeder Detektor zunächst eine unabhängige Einheit bildet, aber er ist für die Auswertung der Signale dennoch sehr hilfreich.

Der Abgleich geschah in zwei Stufen:

- Vor dem Einbau wurden alle Photomultiplier einem Vortest in einer LASER-Apparatur unterzogen [Hau91]. Es wurden Quartette von Photomultipliern mit möglichst gleicher Verstärkung und ähnlicher Steilheit der Verstärkungs-Spannungs-Kurven zum Einbau in eine Station gebildet.
- Da der LASER-Test die Eigenschaften des Detektors nur unvollständig simuliert, und auch die optischen Kanäle der Detektoren etwas differieren (vor allem die Klebestellen und die Ankopplung der Photomultiplier an die Lichtleiter), wurde eine zweite Anpassung innerhalb der Stationen nötig. Sie erfolgte durch Vorwiderstände in den Verteilerkästen, die im Bereich von etwa 10% eine individuelle Spannungsversorgung für jeden Photomultiplier ermöglichten. Beginnend mit den aus den Vortests errechneten Startwerten für Gesamtspannung und Vorwiderstände wurden durch eine Folge von Eichmessungen iterativ die endgültigen Werte ermittelt. In Anhang B werden die im Array gefundenen Spannungswerte gezeigt. Die nach dem LASER-Test gebildeten Quartette sind durch gleiche Symbole gekennzeichnet.

6.3 Energieeichmessungen

In den Stationen sind die Detektoren so angeordnet, daß jeweils ein e/γ -Detektor direkt über einem Segment des μ -Detektors steht. Fordert man eine Dreifachkoinzidenz zwischen dem e/γ -Detektor und den beiden Photomultipliern, die das darunterliegende μ -Detektor-Segment auslesen, so erhält man nahezu untergrundfreie

Energieverlustspektren von unkorrelierten Myonen, die beide Detektoren durchdringen. Die Maxima und Halbwertsbreiten dieser Spektren enthalten Informationen über die Qualität der Detektoren. Dieses Verfahren ist für den Dauerbetrieb des KASCADE-Arrays vorgesehen, um während der laufenden Messungen ständig eine Kontrolle der ca. 2000 Photomultiplier durchführen zu können.

Im Rahmen eines Eichexperiments wurde dieses Prinzip, etwas vereinfacht, für zwei verschiedene Anwendungen ausgenutzt:

- Abgleich der Detektoren während der Aufbauphase.
- Kontrolle von Veränderungen während des Meßbetriebs: Ausfälle, Temperaturabhängigkeit, Einfluß von Umbauten, Verstärkungsänderung der Photomultiplier, Verschlechterung der Szintillatoreigenschaften oder der optischen Ankopplung, etc.

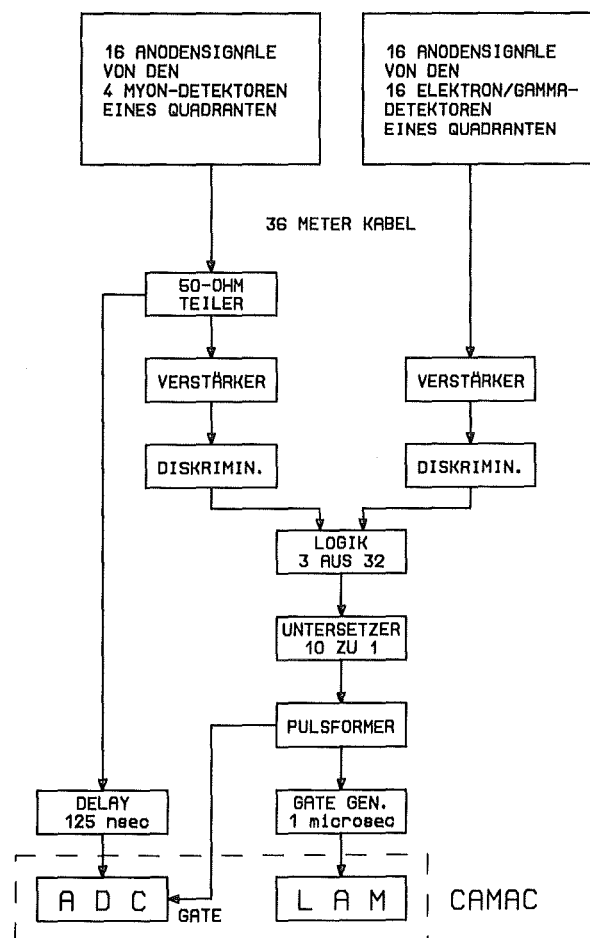


Abbildung 6.3: Blockschaftbild der Elektronik für das Eichexperiment

Abb.6.3 zeigt ein Schaltbild der Experimentelektronik, die aus konventionellen Modulen (NIM und CAMAC) aufgebaut werden mußte, da sich eine speziell auf das KASCADE-Experiment zugeschnittene Front-End-Elektronik noch im Entwicklungsstadium befindet. Eine Liste der verwendeten Begriffe und Abkürzungen ist in Anhang D zu finden (siehe auch [Leo87]). Da nicht genug gleichartige Module verfügbar waren, konnten nur jeweils vier zu einem Quadranten zusammengefaßte Stationen gleichzeitig gemessen werden. Die insgesamt 32 Photomultiplier eines Quadranten können je ein Diskriminatorsignal erzeugen. Diese Signale werden in einer Logik zusammengefaßt. Im Fall eines durchdringenden Myons wird die Triggerbedingung „Genau 3 Signale aus 32“ erfüllt und sowohl die Konversion aller μ -Detektorsignale im ADC als auch das Auslesen des CAMAC durch die LSI 11/73 gestartet. Da die Koinzidenzrate von 1,2 kHz für einen Quadranten das CAMAC-Datenaufnahmesystem überfordern würde, mußte diese Rate um einen Faktor 10 untersetzt werden. Registriert werden Energiespektren von den 16 Photomultipliern der 4 μ -Detektoren eines Quadranten. Abb.6.4 zeigt eines der auf diese Weise erzeugten Eichspektren (Hütte 8, Photomultiplier 3, mit Adapter):

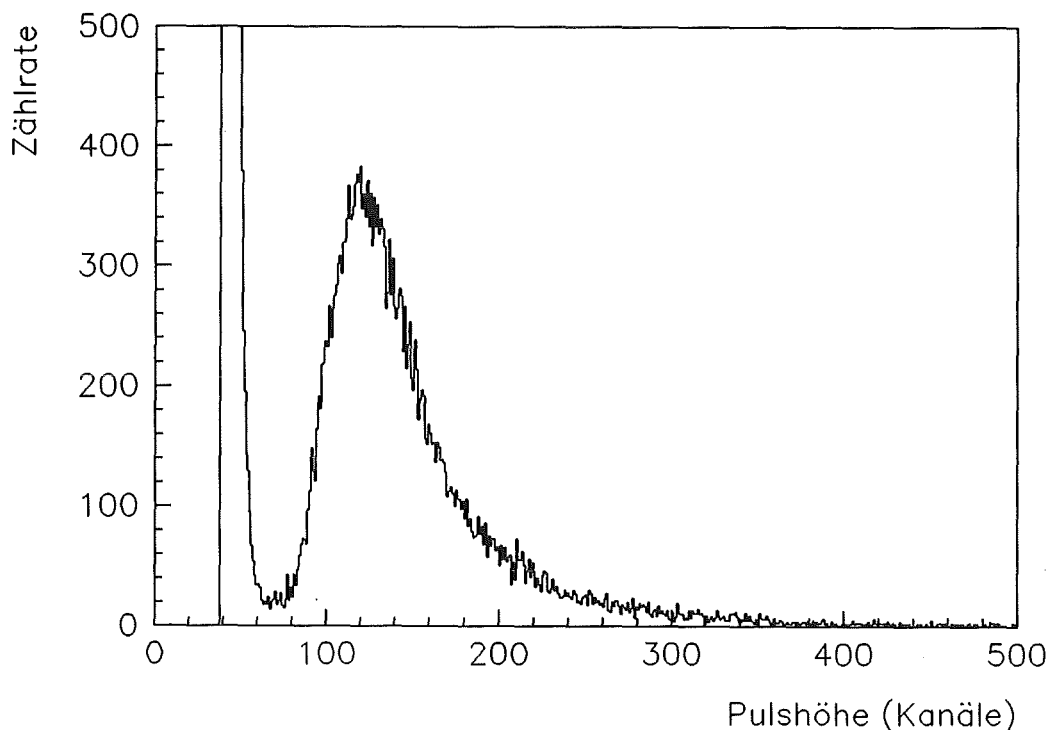


Abbildung 6.4: Typisches Energieverlustspektrum aus einer Eichmessung

Mit jedem Trigger werden alle 16 Photomultiplier der μ -Detektoren ausgelesen. Nur die beiden am Trigger beteiligten Photomultiplier haben tatsächlich ein Myonensignal registriert, die übrigen 14 Photomultiplier liefern ein Nullsignal oder Rauschen. Deshalb wird in den Spektren eine sehr intensive, durch Elektronikjitter und Rauschen verbreiterte Null-Linie erzeugt. Das Zählratenverhältnis zwischen der Null-Linie und dem Myonenspektrum beträgt 7 zu 1. Durch Anlegen eines ADC-Offsets ist das in Abb.6.4 gezeigte Spektrum um 40 Kanäle nach rechts verschoben, um die Null-Linie exakt ausmessen zu können. Für das gezeigte Beispiel ergibt sich eine nullpunktskorrigierte Lage des Landaumaximums von 80 Kanälen, eine Halbwertsbreite von 61 Kanälen und ein Verhältnis Halbwertsbreite/Maximum (= Auflösung) von 76,3%.

In Abb.6.5 sind einige Ergebnisse des Eichexperiments für das Prototypcluster zusammengefaßt. Zunächst wurden alle Photomultiplier *ohne Adapter* (siehe Anhang C, Abb.C.1) durch Variation der Hochspannungs-Vorwiderstände auf möglichst gleiche Pulshöhe abgeglichen. An die Verteilungen der Landaumaxima bzw. Auflösungen wurden Gaussfunktionen angepaßt: Es ergab sich für die Maxima ein mittlerer Wert von 102,5 Kanälen mit einer Abweichung von $\sigma = 3,3$ Kanälen. Die Auflösung lag im Mittel bei 70,0% ($\sigma = 2,8\%$).

Da es in Einzelfällen zwischen der spiegelnden Aluminium-Beschichtung der Winkellichtleiter und dem auf Hochspannung liegenden μ -Metall der Photomultiplierumhüllungen zu Spannungsüberschlägen kam, die übergroße Detektorsignale vortäuschten, wurde der Einbau von Überschlagschutzadaptern notwendig. Dadurch wurde der Luftspalt zwischen Photomultiplier und Lichtleiter auf 3 mm verbreitert und die optische Ankopplung entsprechend verschlechtert. Der über alle Photomultiplier gemittelte Wert für das Landaumaximum ging auf 77,8 Kanäle zurück, während die Breite der Verteilung mit $\sigma = 3,3$ Kanälen konstant blieb. Da die Pulshöhen immer noch ausreichend waren und ihr Abgleich untereinander sich nicht verschlechtert hatte, wurden diese Werte für die Luftschauermessungen beibehalten, ohne neue Iterationen der Vorwiderstände und Spannungen. Durch die schlechtere Photonenstatistik ging die mittlere Auflösung auf 75,5% hoch ($\sigma = 3,9\%$). In insgesamt fünf Fällen wurde die Auflösung um 1-3% besser. Dies kann durch den Wegfall der Überschläge und Neujustierung (Zentrierung) der Photomultiplier auf die Lichtleiter beim Einbau der Adapter erklärt werden.

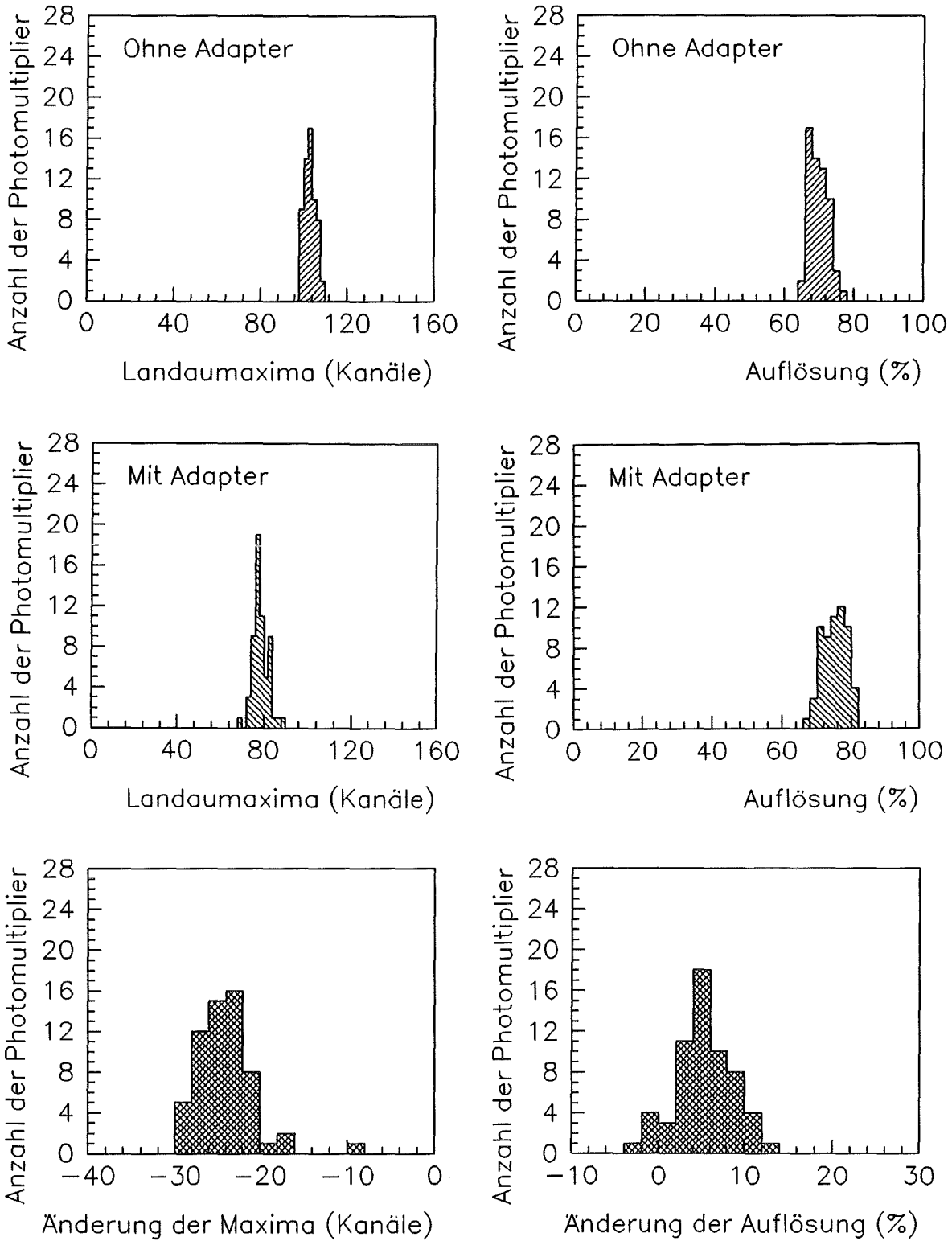


Abbildung 6.5: Vergleich der Ergebnisse des Eichexperiments vor und nach dem Einbau der Überschlagschutzadapter.

Durch Ausfüllen des Luftspalts mit einem flexiblen, transparenten Silikonkissen läßt sich die Lichtübertragung zwischen Lichtleiter und Photomultiplier im Vergleich zu den Messungen *mit Adapter* um etwa einen Faktor 2 verbessern. Dies liegt am kontinuierlichen Übergang der Brechungsindizes. Gerade weil dieser Effekt so groß ist, muß sichergestellt sein, daß das Silikonkissen an beiden Oberflächen blasenfrei angepreßt wird. Luftblasen würden zu einer deutlichen Verschlechterung in der Reproduzierbarkeit der Lichtübertragung führen und dadurch den Abgleich der Detektoren erschweren. Außerdem dürfen sich die Kissen im Verlauf des auf mehrere Jahre Meßzeit angelegten Experiments z. B. durch thermische Schwankungen oder durch Alterungseffekte nicht ablösen. Zur Zeit werden Versuche mit unterschiedlichen Kissenformen und Silikonmischungen unternommen, um diese Probleme im Dauerbetrieb beherrschen zu können. Im Prototypcluster wurde wegen dieser noch nicht gelösten Schwierigkeiten auf den Einsatz von Silikonkissen verzichtet.

6.4 Zeitverhalten der μ -Detektoren

Die Anordnung der e/γ -Detektoren und der μ -Detektoren in den Stationen eignet sich auch dazu, das Zeitverhalten der Detektoren zu studieren [Gla92]. Dabei sind die Ansprechzeit und die Zeitauflösung des μ -Detektors für eine spätere Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der myonischen Komponente in sehr großen Schauern von Bedeutung.

Für diese Messungen werden durchgehende Myonen als Zeitmarken benutzt. Zur Erklärung der Elektronikbegriffe verweise ich wieder auf Anhang D. Die 3 Signale eines e/γ -Detektors und des darunterliegenden μ -Detektor-Segments werden über Vorverstärker auf Diskriminatoren gegeben. Der e/γ -Detektor startet einen TPHC, der μ -Detektor stoppt ihn. Zuvor werden die beiden Segmentsignale mit einem Meantimer zusammengefaßt und verzögert. In einem zweiten Experiment wird statt des Meantimers eine Zweierkoinzidenzstufe benutzt. Das analoge Zeitdifferenzsignal wird mit einem ADC digitalisiert. Die Schwelle des μ -Detektors liegt bei etwa 60% des Landaumaximums der einzelnen Kanäle.

Für die Signalzusammenfassung mit der Zweierkoinzidenz ergibt sich eine Gaussverteilung der gemessenen Zeitdifferenzen zwischen e/γ -Detektor und μ -Detektor. In diesem Fall wird die Zeitmessung vom zuletzt ansprechenden Photomultiplier gestoppt. Nach Entfaltung der Zeitauflösung des e/γ -Detektors von $\sigma = 0,77$ nsec [Voe91] ergibt sich für den μ -Detektor eine Zeitauflösung von $\sigma = 2,9$ nsec.

Bei der Signalzusammenfassung mit dem Meantimer wird die Zeitmessung von einem Signal gestoppt, das über die Ankunftszeiten der beiden Photomultiplier des Segments gemittelt ist. In diesem Fall erhält man eine Zeitauflösung von $\sigma = 1,7$ nsec.

Diese Auflösungen sind deutlich besser, als aufgrund der geometrisch bedingten Laufzeitunterschiede im Detektor zu erwarten war. Die Ursache für die scharfen Zeitsignale liegt in den relativ hohen Schwellen: Der Trigger wird nicht vom ersten Photon ausgelöst, das den *kürzesten* Weg zurückzulegen hatte, dessen Länge vom jeweiligen Ort des Teilchendurchgangs abhängt, sondern von einem Photon bei 60% des Gesamtsignals. Dieses Photon hat einen *mittleren* Weg durch den Szintillator zurückgelegt, dessen Länge weit weniger vom Durchgangsort abhängt. Die Schwellenabhängigkeit dieses Effekts wird noch genauer untersucht [Gla92].

In beiden Triggerbedingungen reagiert der μ -Detektor etwa 1 nsec schneller auf das Myon als der e/γ -Detektor. Dies liegt vor allem an der kürzeren Signaldurchlaufzeit der kleineren Photomultiplier (Durchmesser 1,5 Zoll) im μ -Detektor im Vergleich zu dem Photomultiplier im e/γ -Detektor, der einen Durchmesser von 3 Zoll besitzt und deshalb langsamer ist.

6.5 Elektronikaufbau für Messungen an Luftschauern

Abb.6.6 zeigt ein Blockschaltbild der Elektronik für die Messungen an Luftschauern, bei denen der Betrieb der μ -Detektoren im Vordergrund stand. Zur Erklärung der Begriffe und Abkürzungen verweise ich auf die Liste in Anhang D.

- In diesem Experiment tragen die 16 μ -Detektoren nicht zum Trigger bei. Ihre insgesamt 64 Anodensignale werden nach den 36 m Kabel zur Clusterelektronik über zusätzliche Verzögerungskabel (125 nsec) direkt auf die Eingänge der ADC's gegeben.
- Die 64 Anodensignale der e/γ -Detektoren werden zunächst aufgeteilt in einen Energie- und einen Zeit/Trigger-Zweig. Die 4 Energiesignale einer Detektorstation werden analog aufsummiert und (nach 125 nsec Verzögerung) auf die ADC's gegeben.
- Im Bereich STATIONSTRIGGER wird jedes Signal linear um einen Faktor 10 verstärkt und dann auf einen schnellen Diskriminator gegeben. Die Schwelle von etwa 100 mV entspricht 3-5 Photoelektronen. Die 4 Diskriminatoren einer Station werden in einem OR zusammengefaßt, das schnellste Signal wird in ein logisches Ausgangssignal (Breite 100 nsec) umgewandelt. Zum Einen stoppt dieses logische Signal nach 85 nsec Verzögerung die vom Quadrantentrigger gestartete Stationszeitmessung im TDC(S). Zum Andern wird dieses Signal in die weitere Triggerlogik eingespeist.
- Im Bereich QUADRANTENTRIGGER werden die 4 Stationstriggersignale jedes Quadranten in je einer 2 aus 4 - Logik zusammengefaßt. Wenn die Koinzidenzbedingung „Mindestens 2 Stationen eines Quadranten triggern“ erfüllt ist, werden, nur für diesen Quadranten, die folgenden Aktionen eingeleitet:
 - Die Stationszeitmessung im TDC(S) wird gestartet.
 - Die Quadrantenzeitmessung im TDC(Q), die vom Clustertrigger gestartet wurde, wird nach 125 nsec Verzögerung gestoppt.
 - Über einen Gate-Generator wird die Integration und Konvertierung der Detektorsignale im ADC in einem 200 nsec breiten Fenster gestartet.
 - Im Bereich CLEAR wird von einem weiteren Gate-Generator ein verzögertes Signal erzeugt, von einem Diskriminator aufbereitet und über einen

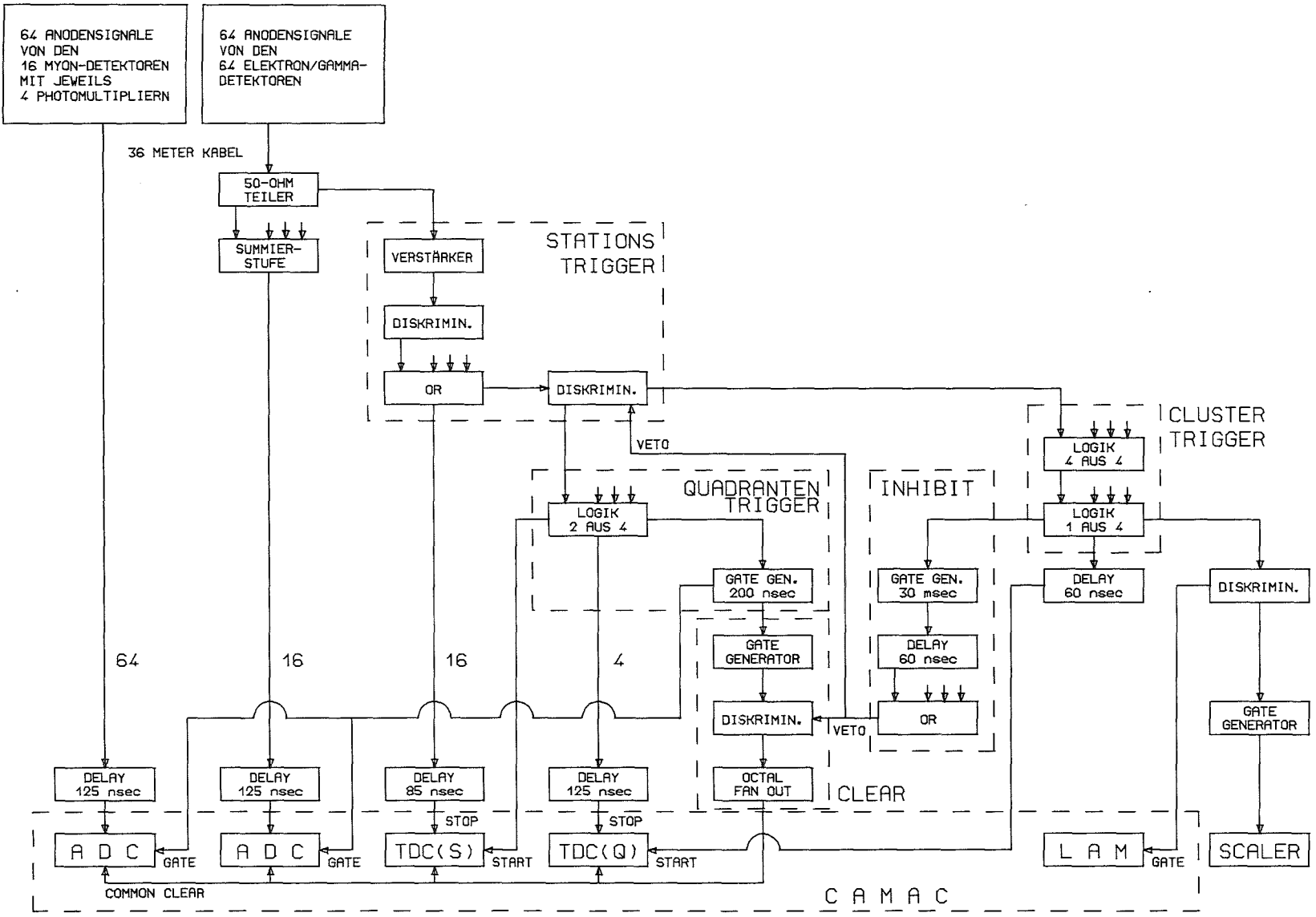


Abbildung 6.6: Blockschaltbild der Elektronik für Messungen an Luftschauern

Octal Fan Out an die *Fast Clear Eingänge* der ADC's und TDC's dieses Quadranten verteilt. Dieses Signal bricht die Datenkonversion ab, wenn kein Veto durch den Clustertrigger erzeugt wird.

- Der Bereich CLUSTERTRIGGER ist das Kernstück der Triggerlogik. Hier können auf einfache Weise unterschiedliche Experimentbedingungen realisiert werden. In den hier beschriebenen Meßreihen wurden folgende Bedingungen realisiert:
 - Bedingung I: Der Clustertrigger wird entweder von den 4 Stationen des Zentralbereichs oder den 4 äußersten Stationen des Clusters, jeweils in Viererkoinzidenz, ausgelöst.
 - Bedingung II: Sie ist in Abb.6.6 dargestellt. Zunächst werden jeweils alle Stationstrigger eines Quadranten in einer Viererkoinzidenz verknüpft. Dann werden die Quadranten in einer *1 aus 4 – Logik* (die hier wie ein einfaches OR wirkt) zusammengefaßt. Der Clustertrigger wird also ausgelöst, wenn in mindestens einem Quadranten alle 4 Stationen triggern.
 - Bedingung III: Sie entsteht aus II durch Umstellen der *1 aus 4 – Logik* auf eine *4 aus 4 – Logik*. Alle 16 Stationen müssen triggern.

Der Clustertrigger hat folgende Aufgaben:

- Start der Quadrantenzeitmessung im TDC(Q).
- Erzeugung eines 30 msec langen Vetos im Bereich INHIBIT. Dieses Veto unterdrückt das *Fast Clear* der ADC's und TDC's während der Auslese der Daten durch die LSI 11/73. Außerdem blockiert es die Stationstrigger, bis der Schauer verarbeitet ist.
- über einen Diskriminator wird das LAM des CAMAC-Systems angesprochen und die Auslese der Daten gestartet.
- Über einen Gate-Generator wird ein Scaler angesprochen, in dem die Clustertrigger gezählt werden (= Zahl der gemessenen Luftschauer).

6.6 Datenerfassung für das Luftschauerexperiment

Da die gesamte Datenerfassung im Prototypcluster auf einem konventionellen Verbund aus NIM- und CAMAC-Modulen und einem LSI 11/73-Rechner beruhte, ergaben sich für den Meßbetrieb einige limitierende Randbedingungen.

- Es waren nicht genug ADC-Kanäle verfügbar, um für jeden der 128 Photomultiplier ein eigenes Energiespektrum anlegen zu können. Deshalb wurden jeweils die 4 e/γ -Detektoren einer Station zusammengefaßt.
- Da das CAMAC - LSI 11/73-System in der vorliegenden Konfiguration nur maximal 128 Parameter aufnehmen konnte, war es nicht möglich, die Zeitsignale aller e/γ -Detektoren separat zu messen. Es wurde nur jeweils das erste von einer Station kommende Signal als Stationstrigger bzw. Stationszeit registriert.
- Insgesamt wurden die folgenden 100 Parameter gemessen, bzw. als *List-Mode-Daten* auf Magnetband aufgezeichnet:
 - 64 Energiesignale der μ -Detektoren
 - 16 Energiesummensignale der e/γ -Detektoren
 - 16 Zeiten der einzelnen Stationen (relativ zu ihrem Quadrantentrigger)
 - 4 Zeiten der Quadranten (relativ zum Clustertrigger)
- Nach den Eichmessungen, einer Reihe von Versuchen zur Optimierung des Triggersystems und Messungen der e/γ -Komponente von Luftschauern [Voe91] standen für die Messungen der μ -Komponente nur 17 Kalendertage zur Verfügung, da die zum Teil nur geliehenen Elektronikmodule anschließend anderweitig benötigt wurden. Diese Zeit wurde durch technische Defekte des LSI-Systems und einen Totalausfall der Stromversorgung weiter verkürzt. Bei der Auswertung der aufgenommenen Daten führte dies teilweise, vor allem bei der Anwendung sehr restriktiver Schnittbedingungen, zu großen statistischen Unsicherheiten in den Ergebnissen.

7 Ergebnisse der Messungen an Luftschauern

7.1 Die Rohdaten

Während der Meßzeit von 17 Kalendertagen wurden mit den im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Triggerbedingungen folgende Daten genommen:

Bedingung I: 159293 Schauer, ca. 6 Tage Meßzeit

Bedingung II: 347546 Schauer, ca. 7 Tage Meßzeit

Bedingung III: 3929 Schauer, ca. 4 Tage Meßzeit

Diese Daten wurden im List-Mode auf Magnetband aufgezeichnet und an einer VAX 4000 ausgewertet. Das dazu benutzte Programm OFFCAM [Pli91] besteht aus zwei Teilen: Der erste Teil liest die Daten von Band oder Festplatte und konvertiert sie in eine fortran-lesbare Form. Im zweiten Teil, der in Fortran frei programmierbar ist, werden die Daten sortiert, in Beziehung zueinander gesetzt und in Histogrammen abgespeichert. Diese Histogramme können mit dem Programmsystem PAW [PAW89] weiterverarbeitet und dargestellt werden.

Bei der Analyse der Daten ergaben sich zwei grundlegende Probleme:

- Von den e/γ -Detektoren standen nur 16 Energiesummen, 16 Stationszeiten und 4 Quadrantenzeiten zur Verfügung. Dieser Datensatz wurde weiter reduziert durch eine deutliche Verschlechterung der Szintillatoreigenschaften in mehreren e/γ -Detektoren, was die Auswertung der jeweiligen Energiesumme erheblich erschwerte. Eine Rekonstruktion der Schauerparameter, vor allem des für die Bestimmung der Lateralverteilung wichtigen Auftreffortes, war bei so wenigen Stützstellen *grundsätzlich* nicht möglich (siehe dazu auch [Voe91]). Die Datensätze werden deshalb definiert durch die im Experiment gesetzten Hardware-Triggerbedingungen bzw. durch die bei der Auswertung zusätzlich angewandten Schwellen und Koinzidenzforderungen.
- Hochenergetische Teilchen der elektromagnetischen Kaskade können den Absorber durchschlagen und echte Myonen vortäuschen. Abb.7.1 [May91] zeigt den simulierten mittleren Energieverlust im μ -Detektor pro Schauer und Radiusbin (Binbreite 3 m). Dabei wurden *senkrechte* Schauer mit diskreten Primärenergien zwischen 3×10^{14} eV und 4×10^{15} eV gerechnet. Da die

elektromagnetische Komponente eines Schauers mit zunehmender Dicke der durchquerten Luftschicht, also mit steigendem Einfallswinkel, stark abnimmt, erzeugen senkrecht einfallende Schauer den größtmöglichen Punch-Through. In diesem ungünstigsten Fall zeigt sich, daß erst bei einem Abstand von etwa 20 Metern vom Schauerkern das Myonensignal größer wird als der Untergrund. Beherrschbar scheint der Untergrund erst ab etwa 40 Metern Abstand zu werden. Hier beträgt er im Mittel noch etwa 30% eines mittleren Myonensignals. Bei einer Ausdehnung des Prototypclusters von nur $41 \times 41 \text{ m}^2$ und der Tatsache, daß die meisten Trigger von Schauern ausgelöst werden, die ins Array oder knapp daneben treffen (siehe [Voe91]), ist deshalb ein hoher Untergrundanteil in den gemessenen Daten zu erwarten.

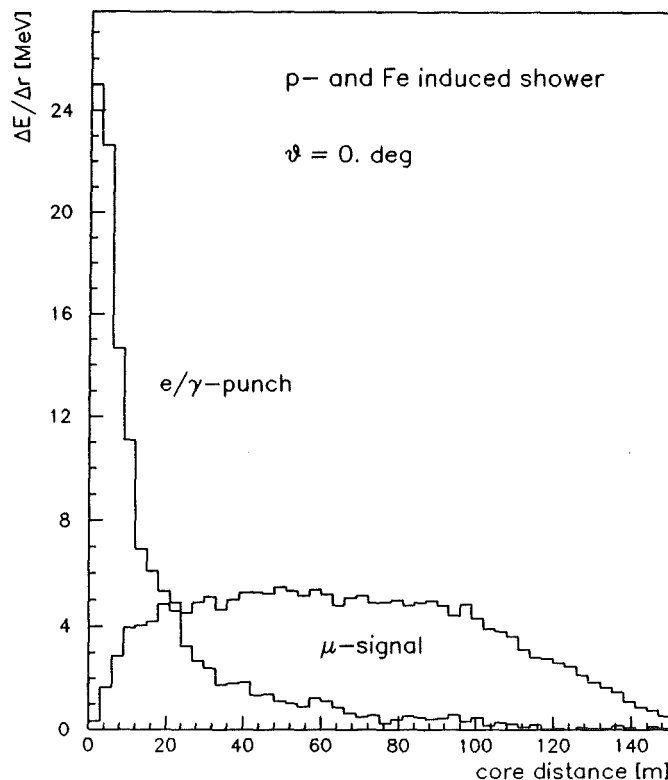


Abbildung 7.1: Energieverlust im μ -Detektor pro Schauer und Radiusbin (3 m) durch Punch-Through und echte Myonen [May91].

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse wurden, wenn nicht ausdrücklich anders bezeichnet, alle aus dem mit Triggerbedingung II gemessenen Datensatz gewonnen. Dafür gibt es zwei Gründe: Zum Einen wurde diese Messung mit einem sehr weichen, alle Quadranten gleich behandelnden Hardwaretrigger durchgeführt. Deshalb lassen

sich bei der Auswertung durch Schnitte und Koinzidenzbedingungen mehr und variable Eingriffe vornehmen als bei den anderen Datensätzen, die schon durch den Hardwaretrigger eingegrenzt wurden. Zum Anderen verfügt dieser Datensatz über die größte Zählratenstatistik.

7.2 Einfache Spektren

Um zu vermeiden, daß kleine Signale bei der Messung verloren gehen, wurden alle ADC's mit einem Offset betrieben. Dadurch wurden ihre Nullpunkte zu positiven Kanalwerten hin verschoben.

In einem ersten Auswerteschritt wird bei allen gemessenen Energiespektren die Lage des Nullpunktes bestimmt. Diese Daten werden in eine Korrekturdatei eingetragen, deren Inhalt bei jeder weiteren Auswertung automatisch von den jeweiligen Energiewerten abgezogen wird. Nach den Ergebnissen des Eichexperiments (siehe Abb.6.5) kann bei den μ -Detektoren auf eine Verstärkungskorrektur verzichtet werden. Bei den e/γ -Detektoren ist sie wegen der Summenbildung vor dem ADC nicht möglich.

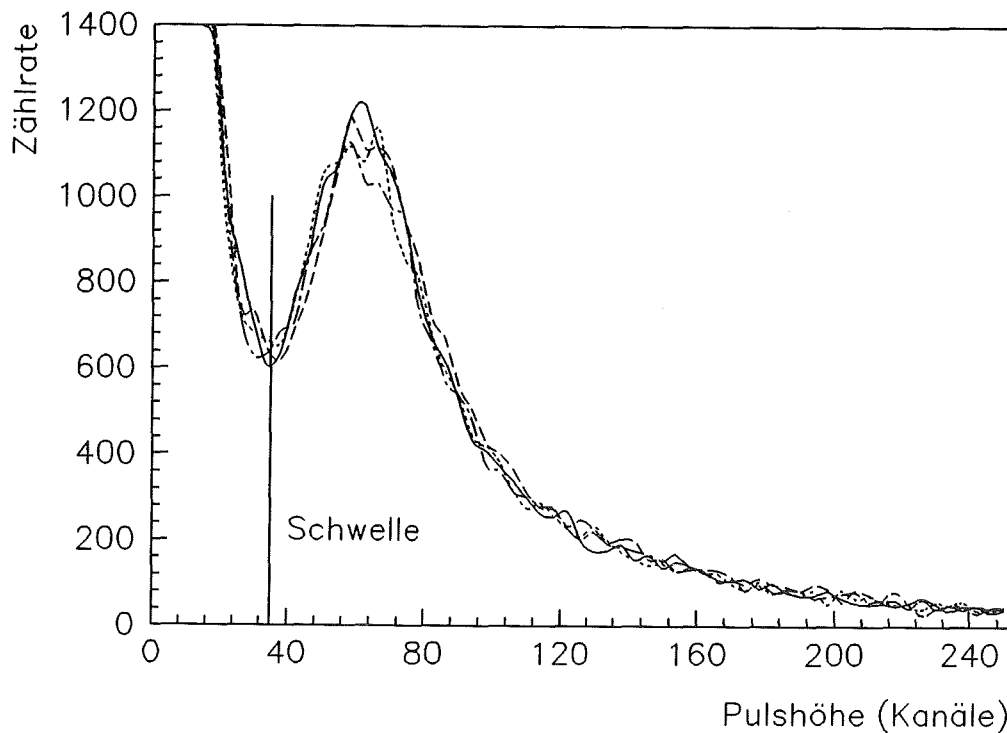


Abbildung 7.2: Schauergetriggerte Einzelröhrenspektren von μ -Detektor Nr. 7

Abb.7.2 zeigt am Beispiel der vier nullpunktkorrigierten Einzelröhrenspektren von μ -Detektor Nr. 7, wie genau der Abgleich der Photomultiplier erfolgt ist. Die Spektren sind mit einem PAW-Algorithmus geglättet worden, damit die vier Kurven besser voneinander unterscheidbar sind. Trotz des hohen Untergrundes sind die Einteilchensignale deutlich zu erkennen. Mit Triggerbedingung II genügt also eine Woche Meßzeit, um aus schauergetriggerten Daten Einteilchenspektren zu erhalten, die eine Kontrolle der Photomultiplier erlauben. Die statistische Genauigkeit ist dabei mit der Genauigkeit der Eichspektren vergleichbar (siehe Abb.6.4).

Nach erfolgter Nullpunktkorrektur werden die vier Einzelsignale jedes μ -Detektors aufaddiert zu einem *Detektorsignal*. Abb.7.3 zeigt ein Beispiel für ein solches Summenspektrum (Detektor Nr. 7). Hier sind auch die Begriffe definiert, die für die Auswertung gebraucht werden. Wegen des hohen Untergrundes ist, im Gegensatz zu den Eichspektren, die Basislinie verschieden von der Abszisse. Natürlich stellt eine gerade Basislinie nur eine *erste Näherung* an den Untergrund dar.

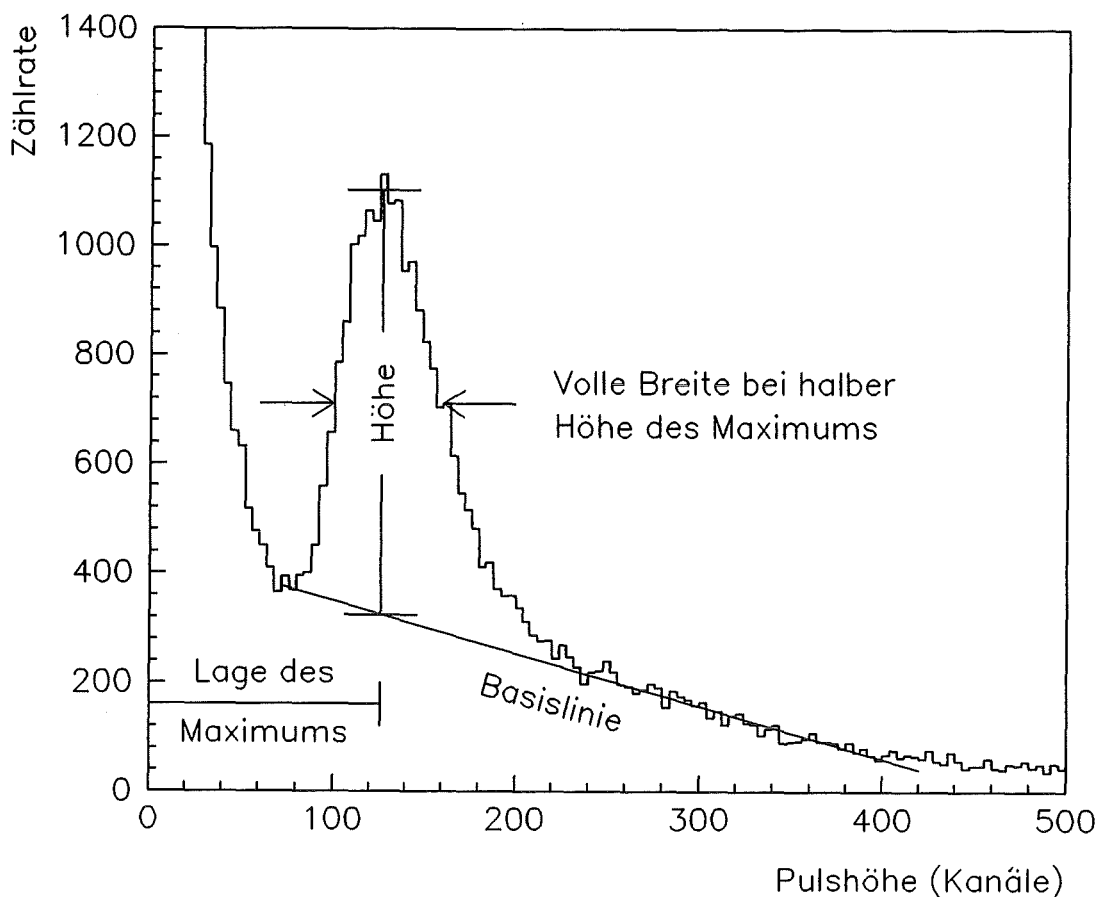


Abbildung 7.3: Schauergetriggertes Summenspektrum von μ -Detektor Nr. 7

Einen Überblick über die Eigenschaften der μ -Detektoren im Prototypcluster gibt Abb.7.4. Die Maxima der Einteilchensignale in den Summenspektren liegen im Mittel bei Kanal 130, mit einer größten Abweichung von ± 10 Kanälen, das entspricht 7,7% vom Mittelwert. Die Auflösung der Detektoren beträgt im Mittel 48,7%, mit einer Breite der Verteilung von $\sigma = 2,8\%$. Lediglich ein Detektor (Nr. 9) zeigt eine deutlich schlechtere Auflösung (58,6%). Dieser Wert ist in der angegebenen Breite der Verteilung jedoch ebenfalls enthalten.

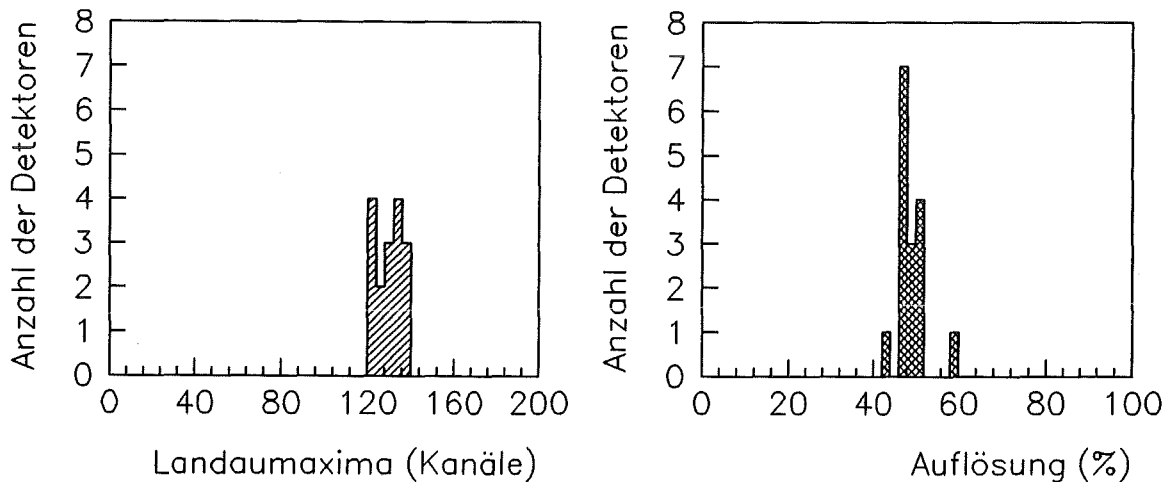


Abbildung 7.4: Verteilung der Landaumaxima und der Auflösung von 16 μ -Detektoren im Prototypcluster.

Eine weitere Möglichkeit der Detektorüberwachung ergibt sich durch die Anwendung einfacher Koinzidenzforderungen. Aus Abb.7.2 kann für die Einzelröhrenspektren von μ -Detektor Nr. 7 eine Schwelle bei Kanal 35 festgelegt werden. Unterhalb dieser Schwelle tritt in den Spektren nur Untergrund auf, alle von minimal ionisierenden Teilchen erzeugten Signale liegen oberhalb. Mit der Forderung, daß die Signale von PM 1 und PM 2 gleichzeitig über der Schwelle liegen, wird die Entstehung des Signals auf Segment A eingegrenzt. Durch die Zusatzforderung, daß die Signale von PM 3 und PM 4 unter der Schwelle liegen, werden Mehrteilchenereignisse ausgeschlossen.

Ein unter diesen Bedingungen erzeugtes Pulshöhenspektrum von Photomultiplier PM 2 zeigt nur Signale, die von Teilchendurchgängen in Szintillatorplatte A erzeugt werden. Auf entsprechende Weise läßt sich ein Spektrum für Platte B erzeugen, die ebenfalls mit PM 2 ausgelesen wird. Abb.7.5 zeigt die beiden Spektren im Vergleich.

Im Rahmen der Statistik stimmen die Signale von beiden Platten überein. Sollten im Verlauf des mehrjährigen Experiments Schäden an einer der Platten oder den am Rand des Detektors liegenden WLS-Stäben auftreten, können sie durch solche Vergleiche während der laufenden Messungen lokalisiert werden.

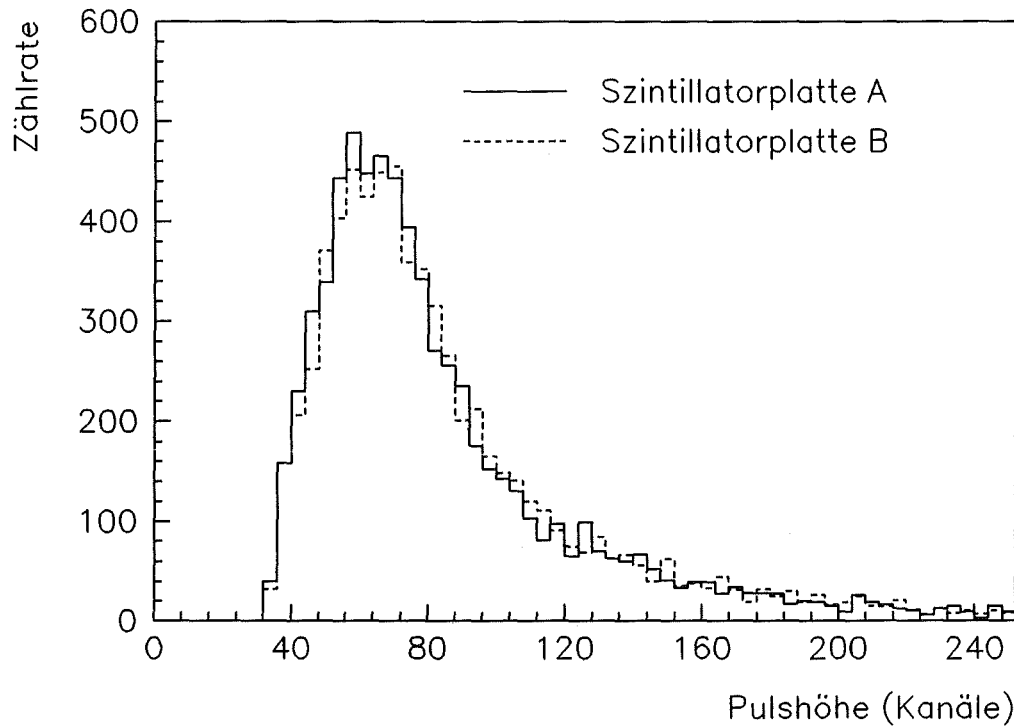


Abbildung 7.5: Spektren von PM 2 in μ -Detektor Nr. 7, unterschieden nach dem Ursprung des Signals aus Szintillatorplatte A bzw. B.

7.3 Zählen von Myonen

Um die Myonenzahl in einem Luftschauer abschätzen zu können, muß zunächst einmal die Zahl der Teilchendurchgänge im einzelnen μ -Detektor so genau wie möglich ermittelt werden. Abgesehen vom bereits erwähnten Punch-Through gibt es dabei ein weiteres Problem. Aus Kap.4.3.1 und den bisher gezeigten Energieverlustspektren wird deutlich, daß die Landauverteilung einen langen Ausläufer zu hohen Energien besitzt. Wenn die Zahl der Myonen ausschließlich aus dem Energieverlust im Detektor bestimmt wird, führt dieser Ausläufer zu einer systematischen Überschätzung der Teilchenzahl. Abb.7.6 verdeutlicht diesen Effekt anhand einer Simulation [May91]. Sie zeigt die aufintegrierten und normierten mittleren Energie-

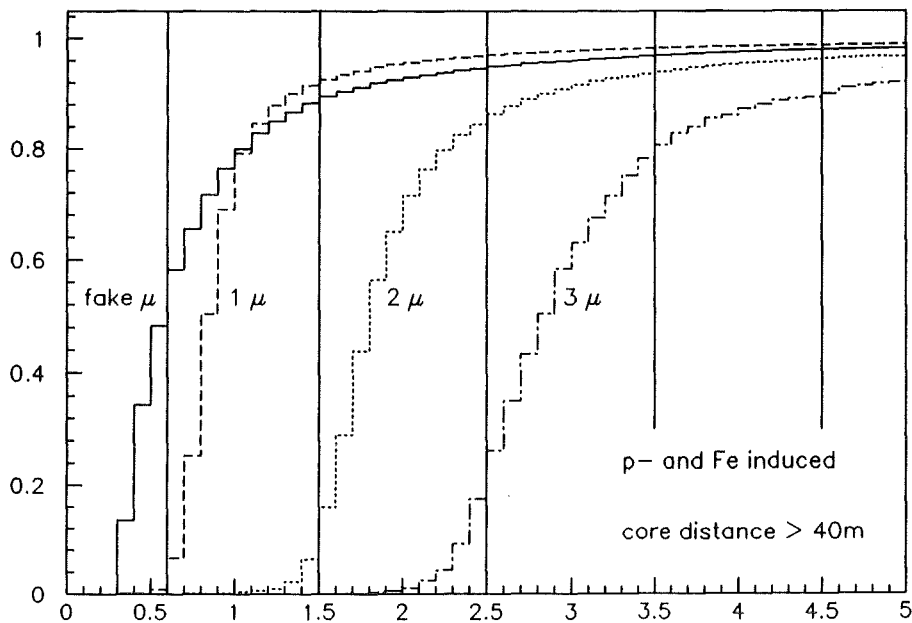


Abbildung 7.6: Integrierte und normierte Energiespektren für Punch-Through und 1, 2 bzw. 3 Myonen. Die Abszisse ist in Vielfache des mittleren Energieverlusts eines Myons eingeteilt [May91].

spektren für 1, 2 bzw. 3 echte Myonen und das durch Punch-Through vorgetäuschte, falsche Myonensignal (*fake μ*). Dabei wird ein Abstand vom Schauerzentrum von mindestens 40 Metern angenommen. Die gute Energieauflösung in den Detektorsignalen (siehe Abb.7.3 und Abb.7.4) erlaubt die Anwendung einer Energieschwelle bei 60% des mittleren Energieverlusts eines Myons. Dadurch geht keine Nachweiseffizienz für Myonen verloren, aber es kann bereits etwa die Hälfte der vom Untergrund insgesamt deponierten Energie abgeschnitten werden, wie aus Abb.7.6 ersichtlich ist. Dies bedeutet, daß der Großteil aller Untergrundereignisse diskriminiert werden kann.

Das in Abb.7.6 gezeigte Zählraster, das nur auf dem Energieverlust beruht, ergibt sich aus folgender Formel:

$$n_{\mu} = \text{Integer} \left(\frac{E_i}{E_{\mu}} + 0,5 \right) \quad \text{mit der Schwelle} \quad \frac{E_i}{E_{\mu}} > 0,6 \quad (7.1)$$

Dabei bedeuten:

n_{μ} = Abgeschätzte Zahl der Myonen

E_i = Energieverlust im Einzelfall

E_{μ} = Mittlerer Energieverlust des Myons

Es ist zu sehen, daß dieses Energieraster bereits bei zwei Teilchen nur noch unzureichend zutrifft. Etwa 8% aller Signale, die von einem einzelnen Myon erzeugt werden, aber schon 20% aller Zwei-Myonen-Ereignisse liegen außerhalb ihres Zählbins. Bei höheren Teilchenmultiplizitäten werden die Unsicherheiten immer größer. Allerdings ist nach Kap.2.4 im für KASCADE angestrebten Primärenergiebereich die Wahrscheinlichkeit sehr klein, daß in mehr als 40 Metern Abstand vom Schauerzentrum 3 oder mehr Myonen einen Detektor treffen. Tatsächlich besteht bei der geringen Dichte der Myonen der häufigste Fehler darin, ein einzelnes Myon als zwei Myonen falsch zu interpretieren.

Das Ergebnis einer simulierten Auswertung mit Formel 7.1 zeigt die obere Kurve in Abb.7.7 [May91]. In Übereinstimmung mit Abb.7.1 täuscht der Punch-Through in einem Abstand von 20 Metern pro einem echtem Myon ein Falsches vor. Für große Entfernungen geht der Fehler in einen konstanten Wert von etwa 15% über. Dieser systematische Fehler beruht auf der Fehlinterpretation des Ausläufers der Landauverteilung.

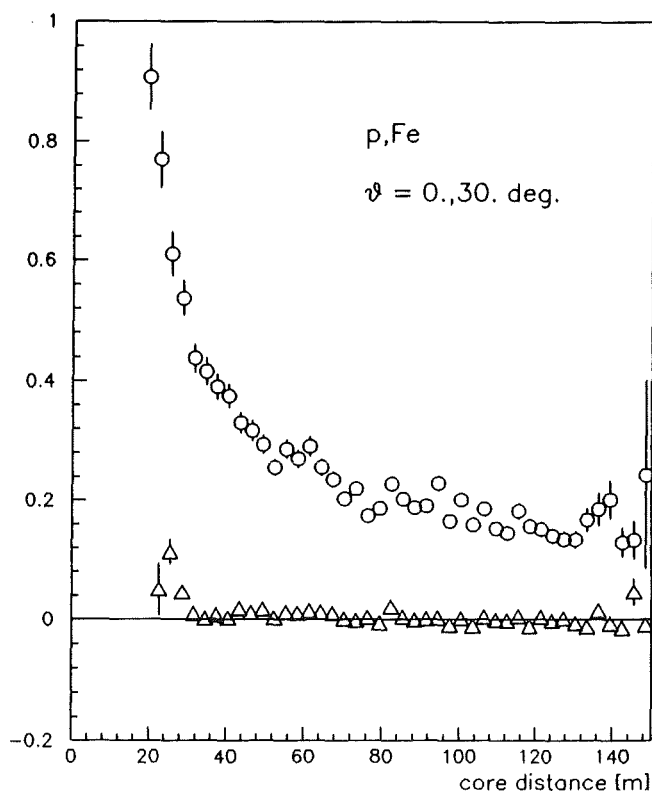


Abbildung 7.7: Systematischer Fehler in der abgeschätzten Myonenzahl pro Detektor als Funktion des Abstandes vom Schauerzentrum [May91].

Ab etwa 40 Metern ist dieses *Landau-Problem* die dominierende Fehlerquelle. Es kann in seinen Auswirkungen allerdings deutlich reduziert werden, wenn von der segmentierten Struktur des Detektors Gebrauch gemacht wird. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei Myonen das gleiche Detektorsegment passieren, ist nur ein Drittel der Wahrscheinlichkeit, daß an einem Zwei-Myonen-Ereignis zwei verschiedene Segmente beteiligt sind. Dadurch ergibt sich ein zusätzliches Kriterium: Ereignisse, die von genau zwei benachbarten Photomultipliern als über der Schwelle liegend registriert werden, werden unabhängig von Formel 7.1 als ein Myon interpretiert. Ereignisse, die von mehr als zwei Photomultipliern registriert werden, werden als mindestens zwei Myonen interpretiert und anschließend nach Formel 7.1 analysiert. Spricht nur ein Photomultiplier an oder sind genau zwei einander gegenüberliegende Photomultiplier beteiligt, so wird das Ereignis verworfen.

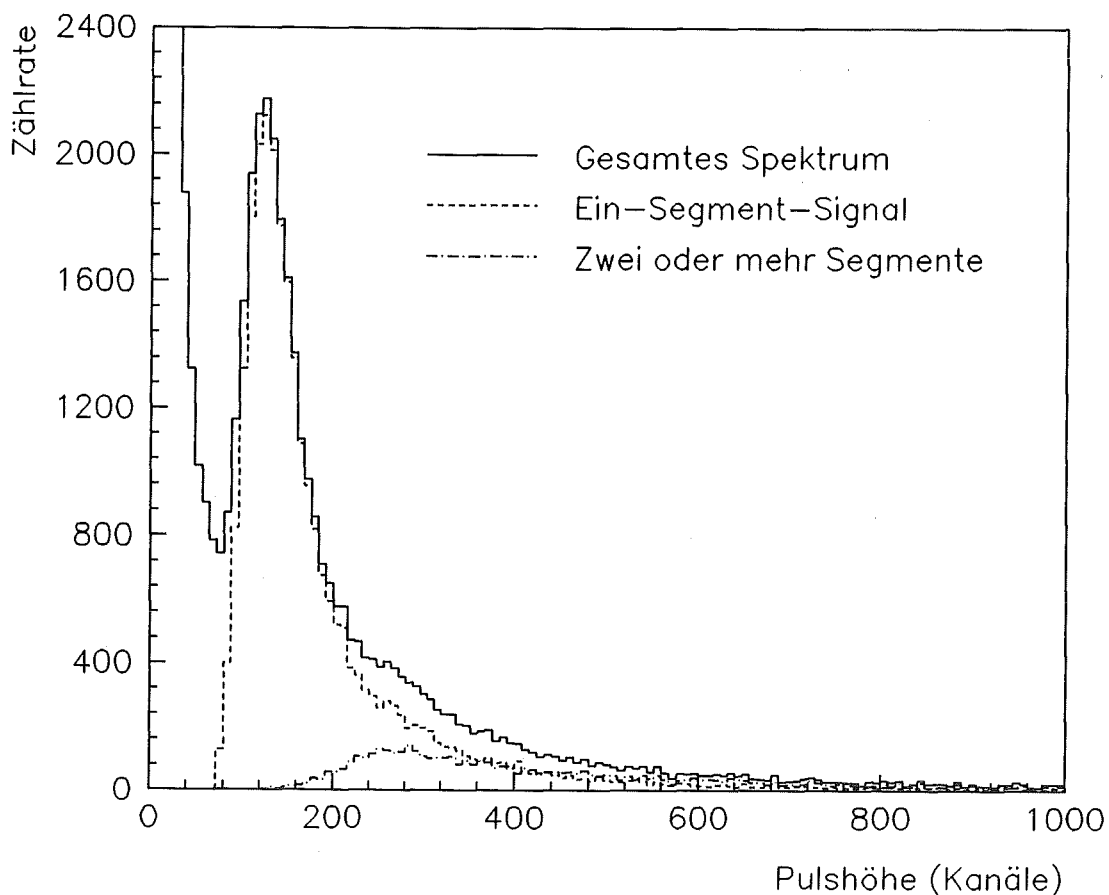


Abbildung 7.8: Identifikation von Ein- und Mehr-Segment-Ereignissen in schauergetriggerten Meßdaten von μ -Detektor Nr. 10.

Abb.7.8 zeigt am Beispiel von μ -Detektor Nr. 10 die Wirkung dieser Selektionskriterien auf ein mit Triggerbedingung II gemessenes Spektrum. Dieses Gesamtspektrum setzt sich zusammen aus den Energieverlustspektren von einem bzw. mehreren Myonen und der vom Punch-Through deponierten Energie. Die Schwellen werden analog zu Kap.7.2 auf das Tal der Einzelröhrenspektren festgelegt und liegen, ebenso wie bei Detektor Nr. 7, bei Kanal 35. Durch Zweierkoinzidenz benachbarter Photomultiplier läßt sich mit diesen Schwellen ein Ein-Segment-Spektrum aus dem Gesamtspektrum herauspräparieren, dessen Beginn etwa bei Kanal 70 liegt. Dies entspricht der Energieschwelle von zweimal 35 Kanälen und liegt im Tal des Gesamtspektrums. Dieses Spektrum eines Segments enthält im wesentlichen nur noch den Untergrund und die Signale, die von einem Myon erzeugt werden. Durch die Koinzidenzforderung werden einige hochenergetische Ereignisse (bis etwa Kanal 120) diskriminiert, die nur von einem Photomultiplier registriert werden, z.B. Teilchendurchgänge in einem der WLS-Stäbe oder vereinzelt immer noch vorkommende Spannungsüberschläge, die große Signale vortäuschen.

Während im Ein-Segment-Spektrum die linke Flanke im wesentlichen durch einen Energieschnitt erzeugt wird, liegt im Mehr-Segment-Spektrum der Fall anders. Die Schwellen der Einzelröhrenspektren liegen bei Kanal 35, es wird mindestens eine Dreierkoinzidenz gefordert und alle Einzelröhrensignale werden linear addiert. Deshalb liegt die Mindestenergie, ab der ein Ereignis ins Mehr-Segment-Spektrum eingetragen werden kann, bei Kanal 105. Tatsächlich beginnt das Mehr-Segment-Spektrum aber erst bei Kanal 120 und steigt dann kontinuierlich an. Wäre dieses Spektrum vom Untergrund dominiert, so müßte es bei Kanal 105 mit einer hohen Zählrate beginnen und dann einen abfallenden Verlauf zeigen. Der tatsächliche Verlauf beweist, daß dieses Spektrum nicht durch einen Schnitt in der Energie, sondern in der Teilchenmultiplizität erzeugt wird. Es enthält im wesentlichen die Signale, die von zwei Myonen erzeugt werden. Dafür spricht auch die Lage des Maximums bei etwa Kanal 280. Dies entspricht etwa dem doppelten mittleren Energieverlust im Vergleich mit dem Ein-Segment-Spektrum. Dessen Maximum liegt etwa bei Kanal 130. Das Mehr-Segment-Spektrum enthält wegen der teilweise großen Nähe zum Schauerzentrum neben den Zwei-Teilchen-Durchgängen auch einen Anteil an Drei-Teilchen-Ereignissen. Deshalb liegt sein Maximum nicht beim exakt doppelten Wert des Einteilchenmaximums, sondern ist zu einem etwas höheren Wert verschoben.

Die untere Kurve in Abb.7.7 zeigt die simulierte Auswirkung dieser zusätzlichen

Kriterien auf den erwarteten Fehler in der abgeschätzten Myonenzahl. Ab einer Entfernung von etwa 30 m zum Schauerzentrum läßt sich der systematische Fehler praktisch völlig unterdrücken.

Mit den beschriebenen Selektionskriterien wird nun die Zahl der Myonen in den mit Triggerbedingung II gemessenen Schauern abgeschätzt. Dabei wird in Formel 7.1 $E_\mu = 130$ Kanäle eingesetzt. Das Ergebnis zeigt Abb.7.9 in halblogarithmischer Darstellung. Aufgetragen ist die Zahl der Schauer gegen die Zahl der für sie abgeschätzten Myonen. Dabei fallen zwei Details auf: Zum Einen wird in den meisten Fällen gar kein Myon registriert. Zum Anderen zeigt das abfallende Zählratenspektrum einen Wiederanstieg im Bereich von 17 bis 19 Teilchen pro Schauer.

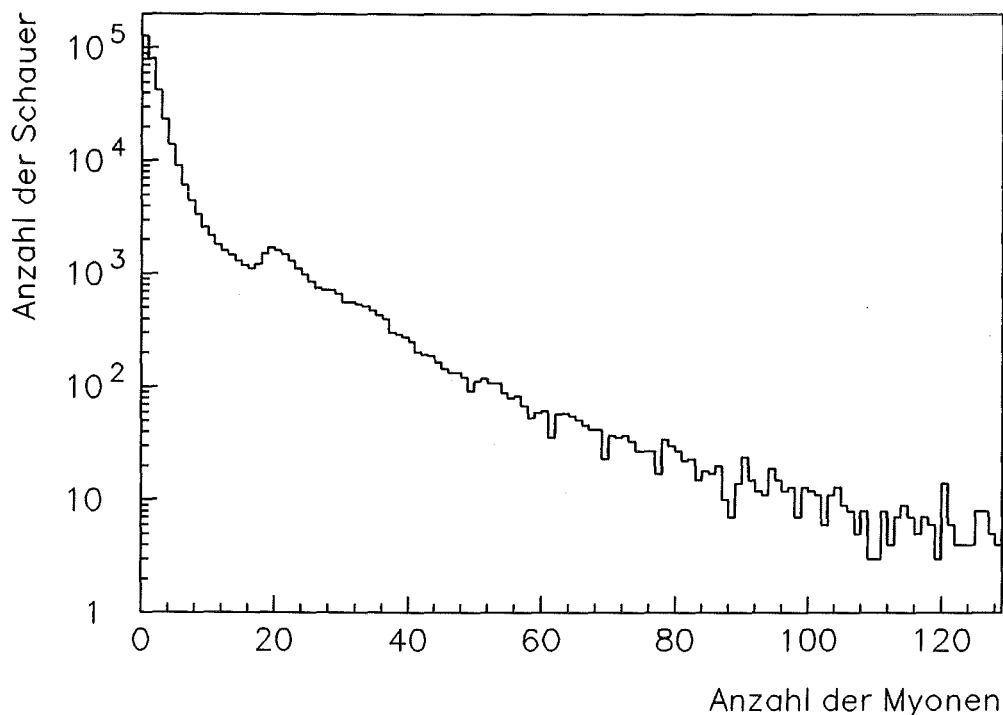


Abbildung 7.9: Zahl der Myonen in Schauern, die mit Triggerbedingung II gemessen wurden. Selektionskriterien sind: Röhrenmultiplizität und Energiebins nach Formel 7.1.

Die häufigen Einträge bei 0 Teilchen sind durch die Struktur des Hardwaretriggers bei Bedingung II erklärbar. Um einen Schauertrigger auszulösen, genügt eine Viererkoinzidenz aller Detektorstationen eines Quadranten. Die Daten eines anderen Quadranten werden nur konvertiert, wenn in diesem Quadranten mindestens zwei Detektorstationen triggern (siehe Kap.6.5). Triggert nur eine Station, so wer-

den alle Daten dieses Quadranten verworfen, bevor sie konvertiert und ausgelesen werden können.

Um diesen Effekt zu umgehen, wird als zusätzliches Kriterium die *Quadrantenzeit* ausgenutzt. Im TDC(Q) wird genau dann die Zeit eines Quadrantentriggers relativ zum Schauertrigger registriert, wenn die Daten des betreffenden Quadranten konvertiert wurden. Die Existenz eines Eintrags im TDC(Q) ist also ein Kriterium für die Datennahme in diesem Quadranten, völlig unabhängig vom genauen Wert des Eintrags. Die Forderung nach der Existenz aller vier Quadrantenzeiten bedeutet, daß die Daten aller Quadranten konvertiert wurden und für die Auswertung zur Verfügung stehen. Mit dieser Forderung wird die Zahl der mit Triggerbedingung II gemessenen Schauer von 347546 auf 111354 reduziert, die nun den vollständigen Datensatz aller Detektoren enthalten.

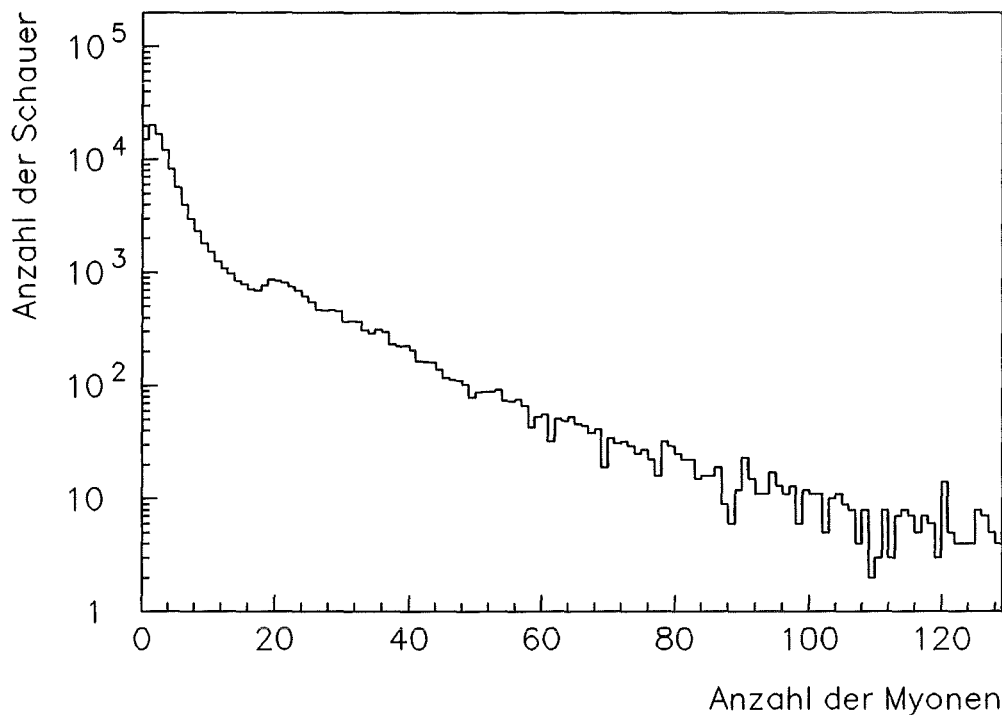


Abbildung 7.10: Myonenzahl in Schauern (Trigger II). Zusätzlich zu den Kriterien von Abb.7.9 wird gefordert, daß alle Quadranten Daten geliefert haben.

Wird nun die Zahl der Myonen in diesen Schauern abgeschätzt, so ergibt sich das in Abb.7.10 gezeigte Spektrum. Es zeigt gegenüber Abb.7.9 zwei Unterschiede:

Die Zahl der Einträge bei wenigen oder gar keinen Teilchen ist deutlich reduziert,

was darauf zurückzuführen ist, daß nun keine Quadranten mehr in der Auswertung fehlen.

Die Überhöhung im Spektrum bei etwa 19 Teilchen pro Schauer ist ebenfalls erkennbar zurückgegangen. Offenbar ist auch dieser Effekt zumindest teilweise darauf zurückzuführen, daß es ohne die verschärfte Selektionsbedingung vorkommen kann, daß ein oder mehrere Quadranten nicht ausgelesen werden. Dabei gilt, daß größere Schauer im Mittel nicht nur mehr Einzeldetektoren ansprechen, sondern gleichzeitig auch eine höhere Wahrscheinlichkeit dafür besitzen, daß die Daten aller Quadranten konvertiert und ausgelesen werden. Die effektive, das bedeutet, die auswertbare Fläche der μ -Detektoren im Prototypcluster hängt ohne die verschärfte Bedingung also stark von der Größe der Schauer bzw. der „Ausleuchtung“ des Clusters ab. Dadurch kann es zu regelrechten Stufen im Zählratenspektrum kommen. Dieser Effekt läßt sich vermeiden, wenn in die Auswertung nur Schauer einbezogen werden, die die verschärfte Bedingung erfüllen.

Der in Abb.7.10 verbliebene Rest der Überhöhung im Spektrum kann möglicherweise auf eine andere Ursache zurückgeführt werden: Trifft der Schauerkern ins Prototypcluster, so werden die am nächsten stehenden μ -Detektoren *Vollausschlag* anzeigen, der bei einer Breite der Zählbins von 130 Kanälen und einem Meßbereich von 1024 Kanälen bei 8 Teilchen pro Detektor liegt. Dieser Vollausschlag mehrerer Detektoren wird zu der normalen Zählrate addiert, die etwas weiter weg vom Schauerkern gemessen wurde. Um diese Fälle genauer analysieren zu können, ist allerdings eine Bestimmung der Position des Schauerkerns mit einer Genauigkeit von einigen Metern erforderlich. Dafür reichen die von den e/γ -Detektoren gelieferten Daten im Prototypcluster jedoch nicht aus (siehe [Voe91]).

Es fällt auf, daß die beiden Spektren ab etwa 50 Teilchen pro Schauer einen vollkommen identischen Verlauf nehmen, einschließlich der statistischen Fluktuationen aufgrund der niedrigen Zahl der Einträge pro Bin. Dies kann nur bedeuten, daß die registrierten hohen Myonenzahlen in beiden Spektren von den gleichen Schauern erzeugt wurden. Die Verschärfung der Kriterien, die immerhin etwa zwei Drittel der Schauer verwirft, hat auf diesen Bereich des Zählratenspektrums praktisch keinen Einfluß. Dies bedeutet, daß die hohen Teilchenzahlen nicht durch wenige Detektoren vorgetäuscht werden können, deren Signale zufällig alle im Hochenergieausläufer der Landauverteilung liegen. Sie werden tatsächlich durch größere Schauer mit höherer Teilchendichte erzeugt.

Abb.7.11 liefert ein Indiz für die Richtigkeit der Überlegung, daß die Überhöhung

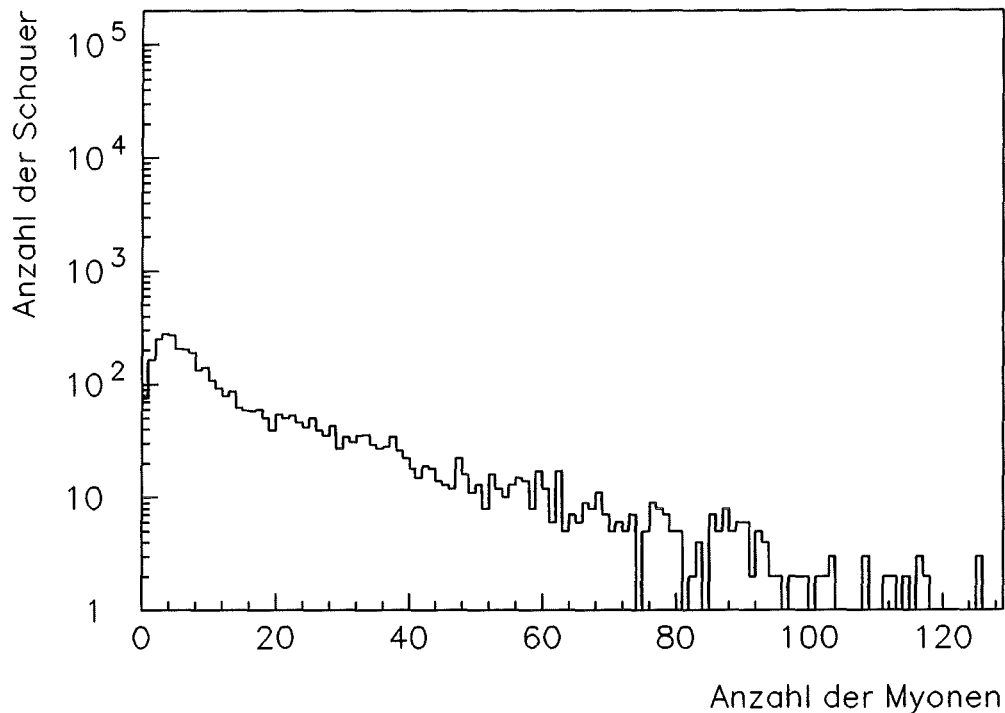


Abbildung 7.11: Zahl der Myonen in Schauern, die mit Triggerbedingung III gemessen wurden.

in den Zählratenspektren durch Schauertreffer in zu großer Nähe der μ -Detektoren erzeugt wird. Sie zeigt die Verteilung der Myonenzahl für die insgesamt 3929 Schauer, die mit Triggerbedingung III aufgenommen wurden. Da hier eine Viererkoinzidenz aller Quadranten gefordert ist, wobei in jedem Quadranten alle Stationen triggern müssen, ist dies gleichbedeutend mit der Forderung, daß in allen Detektorstationen jeweils mindestens ein e/γ -Detektor angesprochen hat. Diese Triggerbedingung bevorzugt also große Schauer, die das Prototypcluster gleichmäßig ausleuchten. Da hier alle Quadranten ausgelesen werden, ist Abb.7.11 mit Abb.7.10 vergleichbar.

Der Anteil der Schauer, von denen die μ -Detektoren nur wenige oder gar keine Teilchen registrieren, ist weiter zurückgegangen. Da hier auf größere Schauer angesprochen wird, sind auch die Teilchendichten höher als bei Triggerbedingung II. Die Überhöhung im Spektrum ist verschwunden. Da bei größeren Schauern die Position des Schauerzentrums häufiger außerhalb des Clusters liegt, reduziert sich die Wahrscheinlichkeit, daß ein Schauerkern in die Nähe eines μ -Detektors trifft und dort einen Vollausschlag auslöst.

7.4 Einbeziehung der e/γ -Detektoren in die Analyse

Bisher wurde die Analyse der μ -Detektor-Signale ausschließlich mit Hilfe von Schwellen, Energiebins und Koinzidenzforderungen an den μ -Detektor selbst durchgeführt. Wie Abb.7.8 zeigt, reicht dies für eine einfache Unterscheidung zwischen einem und mehreren Segmenten aus. In erster Näherung entspricht dies einer Unterscheidung zwischen einem oder mehreren Teilchen. Allerdings gibt es Einschränkungen: Das Einteilchensignal ist nicht frei von Untergrund und das Mehrteilchensignal wird von zwei oder mehr Teilchen erzeugt. Um aus den Daten die Detektorantwort auf genau ein bzw. genau zwei Teilchen herauspräparieren zu können, müssen die e/γ -Detektoren in die Analyse einbezogen werden. Dies wird im folgenden am Beispiel von Detektorstation Nr. 7 demonstriert.

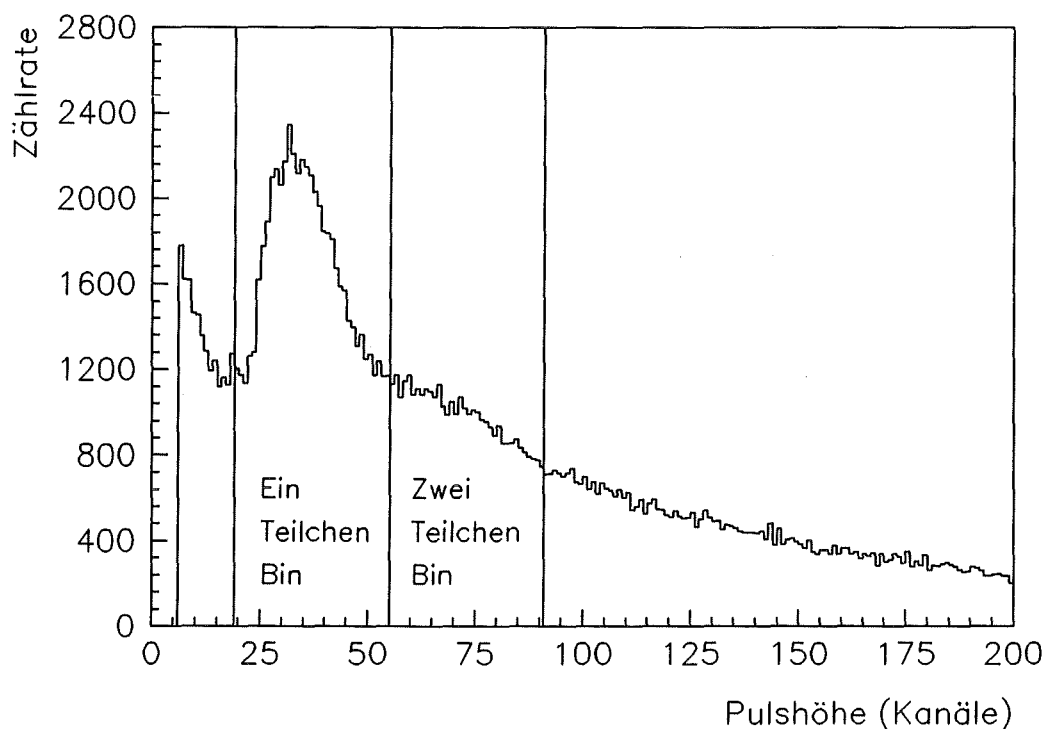


Abbildung 7.12: Summenspektrum der vier e/γ -Detektoren in Detektorstation Nr. 7. Das Einteilchenbin reicht von Kanal 19 bis Kanal 55, das Zweiteilchenbin von Kanal 55 bis Kanal 91.

Abb.7.12 zeigt das vom Summensignal der vier e/γ -Detektoren erzeugte Spektrum. Die Energieauflösung der e/γ -Detektoren und ihr Abgleich aufeinander sind so gut, daß neben dem Einteilchensignal auch das Zweiteilchensignal erkennbar ist.

Mit Hilfe dieser Signale sollen Teilchen nachgewiesen werden, die sowohl einen e/γ -Detektor als auch den darunter liegenden μ -Detektor durchquert haben.

Die Konstellation hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem in Kap.6.3 beschriebenen Energieeichexperiment. Während dort allerdings durch eine Dreifachkoinzidenz auf *unkorrelierte, einzeln kommende* Myonen getriggert wurde, sollen hier Ein- bzw. Zweiteilchendurchgänge aus einer Vielzahl *unterschiedlicher, koinzident ablaufender* Ereignisse herausgefiltert werden.

Die Bedingungen, die ein Ereignis erfüllen muß, damit es als Durchgang von genau einem Teilchen durch den μ -Detektor interpretiert wird, lauten wie folgt:

1. Der Energieverlust im e/γ -Detektor liegt innerhalb des Einteilchenbins, dessen Lage in Abb.7.12 eingezeichnet ist.
2. Im μ -Detektor wird das Ereignis von genau zwei Photomultipliern, die zum gleichen Segment gehören, als über der Schwelle liegend registriert.

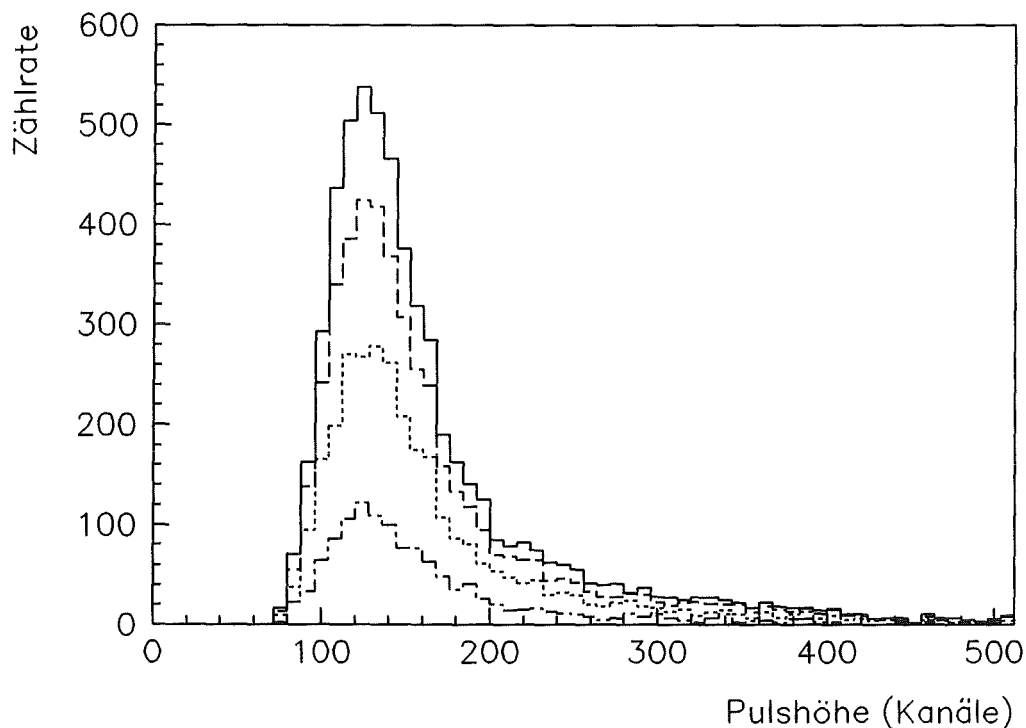


Abbildung 7.13: Spektrum von genau einem Teilchen in μ -Detektor Nr. 7 für unterschiedliche Breiten des Einteilchenbins im e/γ -Detektor.

Mit diesen Kriterien wurde das in Abb.7.13 gezeigte Einteilchenspektrum erzeugt. Dabei entspricht die oberste Kurve dem Einteilchenbin aus Abb.7.12. Zur Erzeugung der übrigen Kurven wurde das Bin jeweils um 4 Kanäle auf der linken und 6 Kanäle auf der rechten Flanke eingengt. Dadurch sollte der Einfluß des Untergrundes und der Zweiteilchendurchgänge im e/γ -Detektor reduziert werden.

Das in Abb.7.14 gezeigte Zweiteilchenspektrum wurde mit folgenden Bedingungen erzeugt:

1. Der Energieverlust im e/γ -Detektor liegt innerhalb des Zweiteilchenbins.
2. Im μ -Detektor wird das Ereignis von mindestens drei Photomultipliern als über der Schwelle liegend registriert.

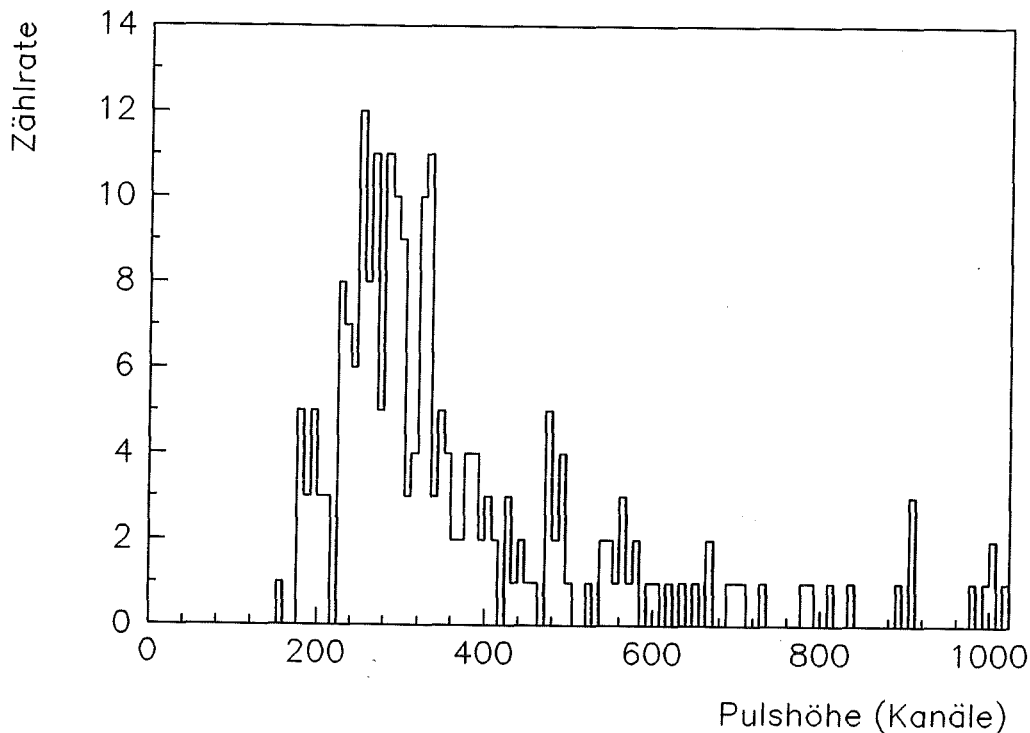


Abbildung 7.14: Spektrum von genau zwei Teilchen in μ -Detektor Nr. 7. Die Skala ist gegenüber Abb.7.13 um einen Faktor 2 gestaucht, um einen besseren Vergleich der Form der Spektren zu ermöglichen.

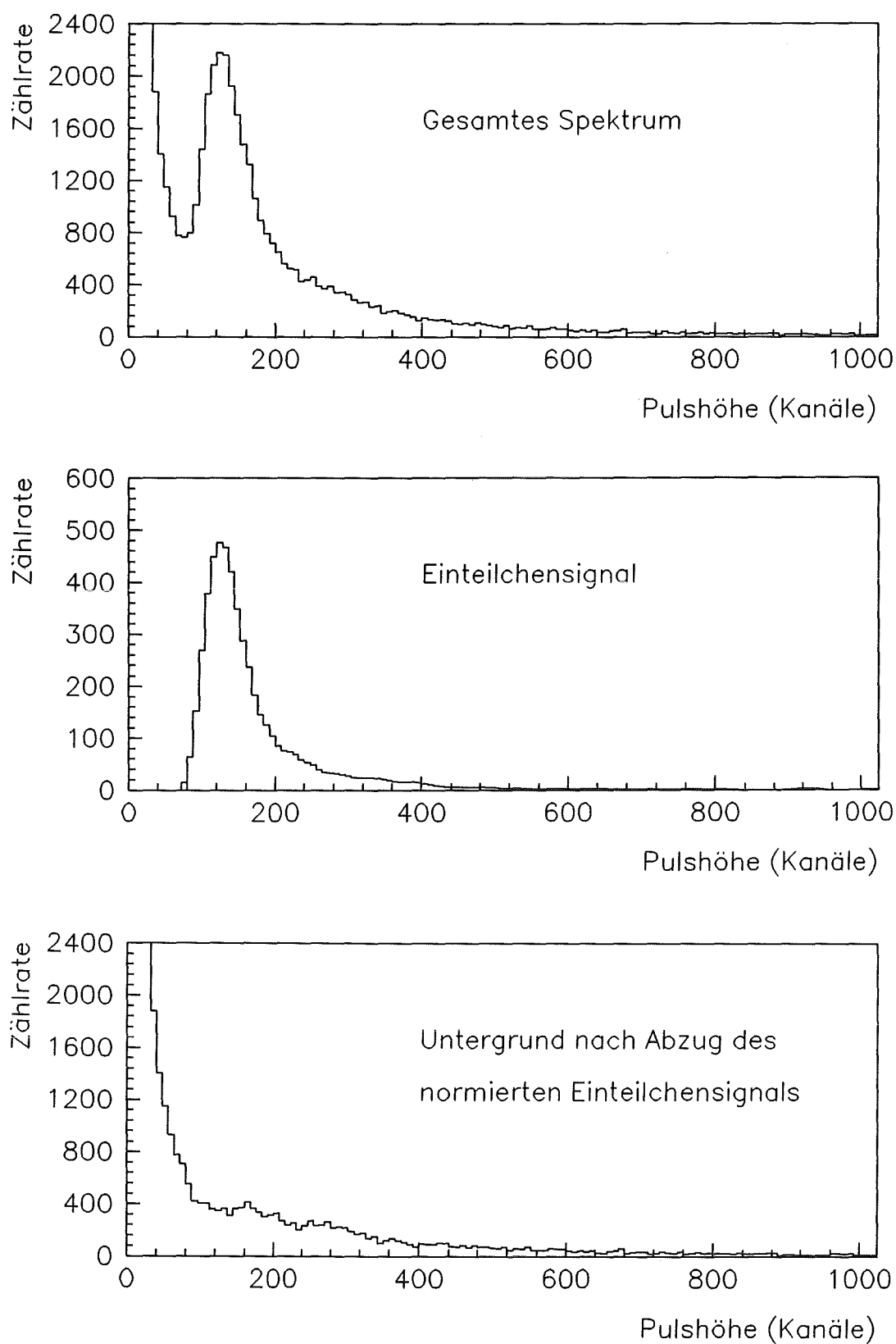
Die Energieskala in Abb.7.14 ist gegenüber Abb.7.13 um einen Faktor 2 gestaucht. Dadurch lassen sich trotz der schlechten Zählratenstatistik des Zweiteilchenspektrums die Formen der beiden Spektren vergleichen. Wie zu erwarten war, stimmen die beiden Spektren im Rahmen der statistischen Fluktuationen überein.

7.5 Analyse des Untergrunds

Eine Anwendung für die Einteilchenspektren aus Abb.7.13 ergibt sich bei dem Versuch, das Energiespektrum des Untergrundes genauer zu studieren. Wie dabei vorgegangen wird, verdeutlicht Abb.7.15. Zunächst wird das gesamte Spektrum angelegt, das aus Ein- und Mehrteilchensignalen und dem Untergrund besteht. Dann wird aus diesen Daten mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahren das Einteilchenspektrum isoliert. Durch die engen Kriterien bei der Erzeugung dieses Spektrums ist seine Zählrate im Maximum deutlich kleiner als die Zählrate des Einteilchensignals im Gesamtspektrum. Das Einteilchenspektrum wird mit einem PAW-Algorithmus geglättet, um die Fluktuationen aufgrund der niedrigen Zählrate etwas auszugleichen. Dann wird es mit einem Normierungsfaktor multipliziert, um die unterschiedlichen Zählraten zu kompensieren und anschließend vom Gesamtspektrum abgezogen. Der genaue Wert des Normierungsfaktors wird iterativ anhand der Form des erhaltenen Differenzspektrums bestimmt. Nach Abzug des normierten Einteilchensignals bleibt das Untergrundspektrum übrig, in dem jetzt die Andeutung des Mehrteilchenspektrums in Form einer kleinen Anhebung der Zählrate etwa bei Kanal 280 zu erkennen ist. Leider reicht die statistische Genauigkeit nicht aus, um die Zählrate im Maximum des Zweiteilchensignals über dem Untergrund bestimmen und danach auch dieses Spektrum normieren und abziehen zu können. Dadurch wäre ein praktisch reines Untergrundspektrum erreichbar.

Die niedrige Zählrate aufgrund einer sehr kurzen Meßzeit (siehe Kap.6.6) führt bereits bei der Erzeugung des Einteilchenspektrums zu Problemen: Werden die Grenzen des Einteilchenbins im e/γ -Detektor zu eng gewählt, so wird die Form des Einteilchenspektrums zu sehr von den statistischen Zählratenfluktuationen der einzelnen Kanäle bestimmt. Wird der Bin zu groß gewählt, so verliert er seine selektierende Wirkung. So ist in der Flanke des Einteilchensignals in Abb.7.15 bereits eine Andeutung des Zweiteilchensignals zu erkennen.

Um eine möglichst gute Statistik zu bekommen, wurden in Abb.7.15 alle mit Triggerbedingung II gemessenen Schauer verarbeitet. Dabei ist die Position des

Abbildung 7.15: Erzeugung des Untergrundspektrums von μ -Detektor Nr. 7

Schauerkerne völlig undefiniert.

Natürlich wäre es für das Verständnis der Detektorantwort wichtig, das Energiespektrum des Untergrundes in verschiedenen Abständen vom Schauerkerne zu messen. Damit ließe sich die in Abb.7.1 gezeigte simulierte Energieverteilung experimentell nachvollziehen. Da wegen der geringen Abmessungen des Prototypclusters eine genaue Bestimmung der Position des Schauerkerne im Einzelfall grundsätzlich nicht möglich war, bestand die einzige Möglichkeit für eine ortsabhängige Aussage darin, die über viele Schauer gemittelte Position durch Schnitte in der Triggerbedingung einzugrenzen.

Zu diesem Zweck wurden die Hardware-Bedingungen für Stations-, Quadranten- und Clustertrigger in der Datenauswertung nachvollzogen. Die 16 Energiesummensignale der e/γ -Detektoren wurden mit individuell angepaßten Energieschwellen versehen. Diese Schwellen entsprechen jeweils dem linken Rand des Einteilchenbins in Abb.7.12. Überschreitet das Detektorsummensignal einer Station seine Schwelle, so entspricht dies einem Stationstrigger. Mindestens zwei Stationstrigger in einem Quadrant entsprechen einem Quadrantentrigger und genau vier Stationstrigger in einem Quadranten lösen einen Clustertrigger aus.

Mit diesen Kriterien läßt sich feststellen, welcher Quadrant den Schauertrigger ausgelöst hat und welche anderen Quadranten zumindest eine Konversion ihrer eigenen Daten gestartet haben.

Station Nr. 7 steht in Quadrant 2 (siehe Abb.6.2). Bei der Analyse der Daten wurden zwei Fälle unterschieden: Abb.7.16 zeigt die Spektren, in denen der Schauertrigger von Quadrant 2 ausgelöst wurde, also in der Nähe des Detektors. Die Spektren der Schauer, die im gegenüberliegenden Quadranten 4 den Trigger ausgelöst haben, sind in Abb.7.17 dargestellt. In beiden Fällen wurde als Nebenbedingung gefordert, daß die Daten aller anderen Quadranten ebenfalls ausgelesen wurden.

Es wird angenommen, daß *im Mittel* der Quadrant den Schauertrigger auslöst, der dem Schauerkerne am nächsten liegt. Daraus folgt, daß die Spektren von Abb.7.16 *im Mittel* von Ereignissen in der Nähe des Schauerkerne erzeugt wurden, während Abb.7.17 den Zustand in etwas größerer Entfernung vom Schauerkerne wiedergibt. Diese Annahme wird durch den Inhalt der Abbildungen gestützt. Das Verhältnis zwischen den Zählraten im Maximum des Einteilchensignals und im Tal beträgt in Abb.7.16 etwa 2,6/1 und in Abb.7.17 etwa 3,2/1. Auch das Untergrundspektrum nach Abzug des Einteilchensignals sieht in Abb.7.17 besser aus.

Um diese Aussage zu quantifizieren, werden von beiden Untergrundspektren die Mittelwerte bestimmt, jeweils für eine ganze Reihe von leicht unterschiedlichen Normierungsfaktoren. Es zeigt sich, daß die Mittelwerte der Spektren sich nur um wenige Prozent verändern, solange die Normierungsfaktoren sich in einem Wertebereich bewegen, der glaubwürdige Spektren erzeugt. Dies liegt daran, daß die Mittelwerte im wesentlichen bestimmt werden durch die hohen Zählraten bei niedrigen Energien und das hohe Gewicht der wenigen Einträge bei sehr hohen Energien. Ein paar Einträge in der Nähe des Mittelwertes haben hingegen kaum Einfluß.

Für Abb.7.16 ergibt sich ein Mittelwert von 57,6 Kanälen, für Abb.7.17 ein Wert von 43,1 Kanälen.

Zur Umrechnung dieser Kanallagen in Energiewerte wird das Einteilchenspektrum aus Abb.7.13 verwendet. Sein Maximum liegt bei Kanal 124. Dies entspricht dem Energieverlust in 3 cm Szintillator mit einer Materialkonstante von 1,8 MeV/cm (siehe Kap.4.3.1), also insgesamt 5,4 MeV. Ein Kanal entspricht also 0,0435 MeV.

Mit dieser Energieeichung erhält man für das Energiespektrum in größerer Entfernung zum Schauerkerne einen Energiemittelwert von 1,9 MeV. Dieser Wert liegt bei etwa 35% des Myonensignals. Nach der simulierten Energieverteilung aus Abb.7.1 entspricht dies einem Abstand zum Schauerkerne von etwa 37 m. Tatsächlich ist Station Nr. 7 etwa 40 m vom Zentrum des vierten Quadranten entfernt. Im Rahmen der Statistik und der teilweise sehr vereinfachenden Annahmen stimmen hier Theorie und Experiment gut überein.

Für das Spektrum in kleinerer Entfernung zum Schauerkerne erhält man einen Energiemittelwert von 2,5 MeV. Dieser Wert ist kleiner als der theoretische Wert für den Energieverlust sehr nahe am Schauerkerne. Dies liegt natürlich daran, daß Station Nr. 7 nur selten wirklich vom Schauerkerne getroffen wird. Die Positionen des Kerns liegen ringförmig um das Zentrum von Quadrant 2 verteilt. Da nahe am Kerne der Untergrund sehr vom Abstand abhängt, wird in Station Nr. 7 ein sehr stark verschmiertes Untergrundspektrum gemessen.

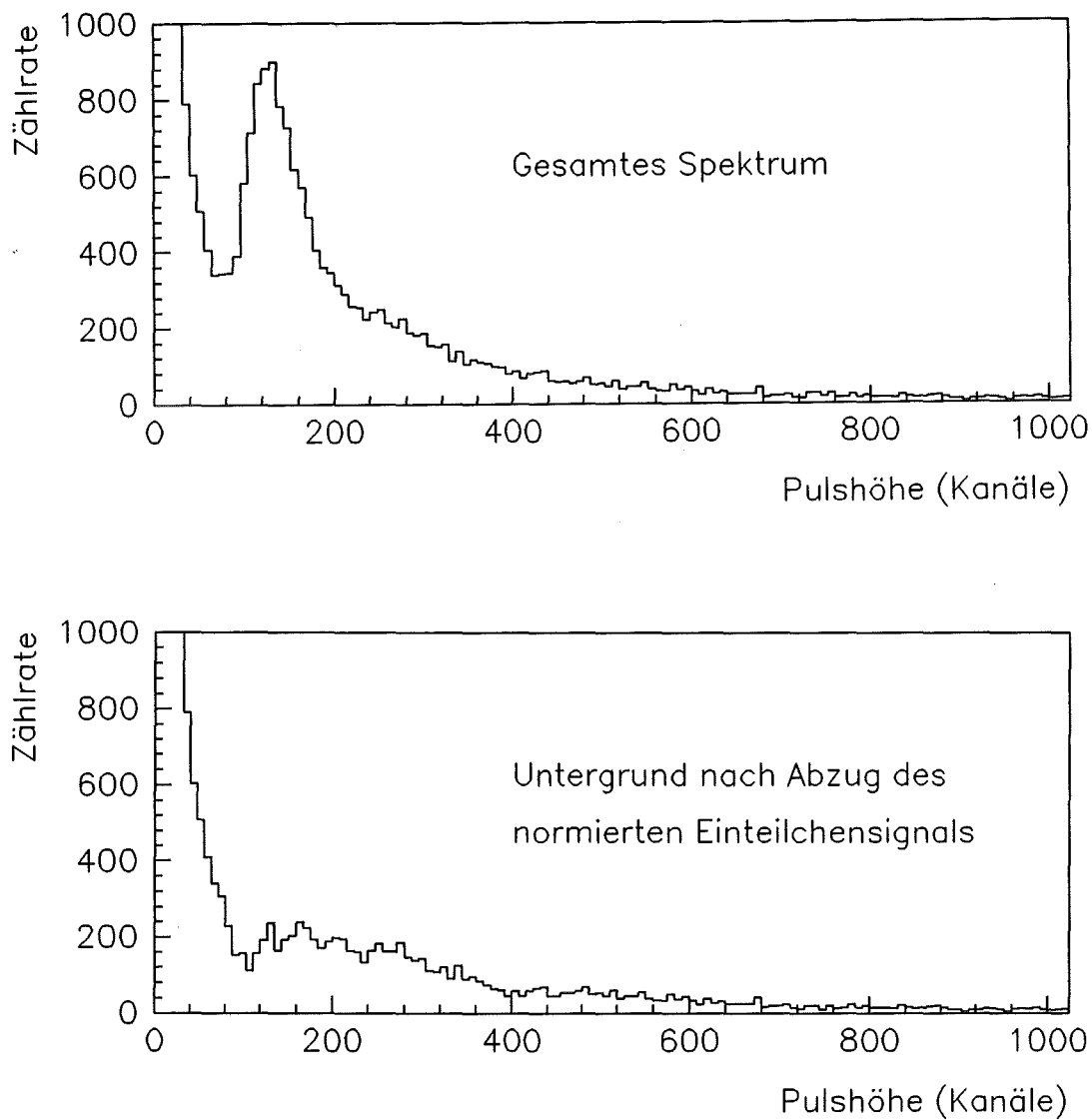


Abbildung 7.16: Gesamtes Spektrum und Untergrundspektrum von μ -Detektor Nr. 7. Der Clustertrigger wurde in Quadrant 2 ausgelöst, also in der Nähe des Detektors.

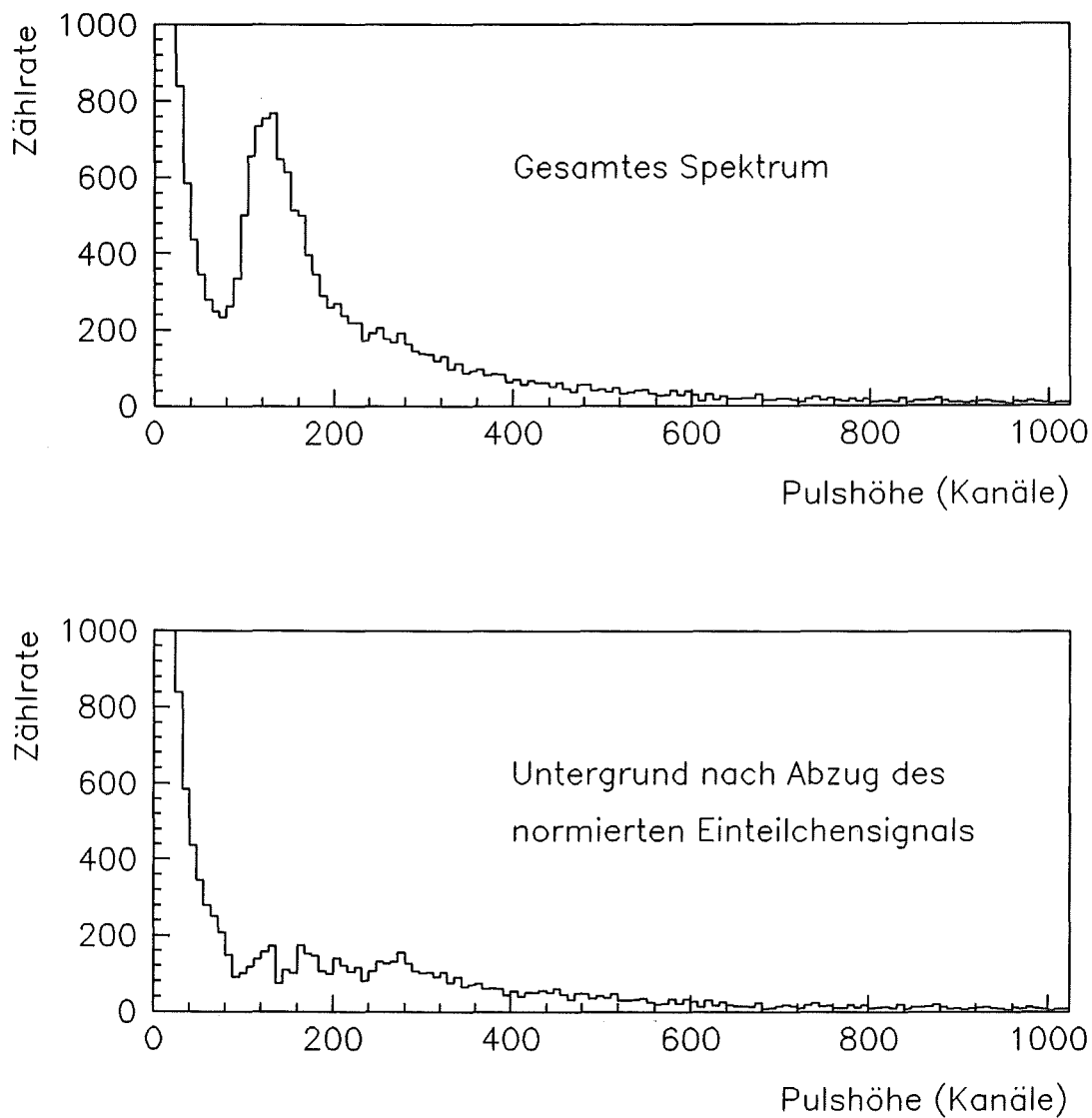


Abbildung 7.17: Gesamtes Spektrum und Untergrundspektrum von μ^- -Detektor Nr. 7. Der Clustertrigger wurde in Quadrant 4 ausgelöst, also in der größtmöglichen Entfernung vom Detektor.

8 Ausblick

8.1 Status der μ -Detektoren bei Abschluß dieser Arbeit

Fünf Monate nach dem Abschluß der ersten Serie von Eichexperimenten wurde die Funktionsfähigkeit und der Abgleich der μ -Detektoren überprüft [Gla92]. Dazu wurden die in Kap.6.3 beschriebenen Messungen wiederholt. Um die Pulshöhen der einzelnen Detektoren einander anzugleichen, wurden nur die in den Detektorstationen anliegenden Gesamtspannungen variiert. Die Vorwiderstände wurden nicht ausgetauscht. Dadurch war nur ein näherungsweise Abgleich der Detektoren möglich. Eine Feinabstimmung der einzelnen Photomultiplier eines Detektors aufeinander wurde während dieses Funktionstests nicht vorgenommen.

Zunächst erwies sich, daß sämtliche Detektoren voll funktionsfähig waren, trotz starker Temperaturschwankungen während der vergangenen fünf Monate. Es kam zu keinerlei Ausfällen von Spannungsteilern oder Photomultipliern.

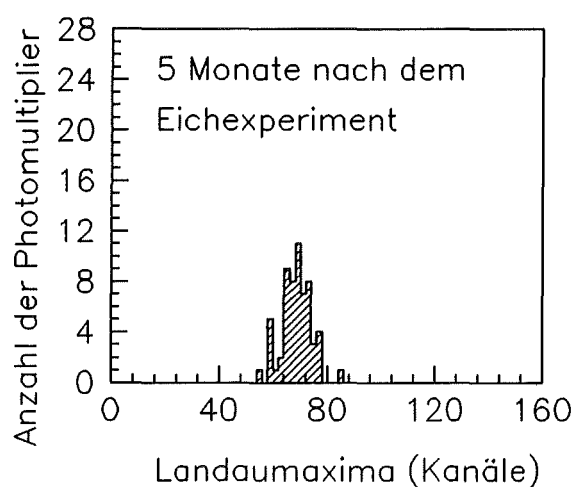


Abbildung 8.1: Abgleich der Photomultiplier 5 Monate nach dem ersten Eichexperiment.

Die erhaltenen Energieverlustspektren wurden mit einer angenäherten Landau-funktion (Formel 4.2) ausgewertet. Die Lage der Maxima ist in Abb.8.1 aufgetragen. Sie zeigt das Ergebnis dieses Funktionstests für 15 μ -Detektoren, also für 60 Photomultiplier. Detektor Nr. 4 konnte hier nicht berücksichtigt werden, da er zum Zeitpunkt des Experiments bereits in eine *Satellitenstation* ausgelagert war, die sich etwa 100 m vom Prototypcluster entfernt befindet. Die in Abb.8.1 gezeigte Vertei-

lung wurde mit einer Gaussfunktion gefittet. Der mittlere Wert für die Lage der Maxima beträgt 69,5 Kanäle. Dies stellt gegenüber den Werten von Abb.6.5 keine Drift dar, sondern ist das Ergebnis der Neueinstellung der Spannungen. Eine Aussage über die unterschiedliche zeitliche Entwicklung der einzelnen Photomultiplier läßt sich aus der Breite der Verteilung gewinnen: Sie nahm zu von $\sigma = 3,3$ Kanäle im ersten Eichexperiment auf $\sigma = 4,4$ Kanäle. Wie aus Abb.8.1 zu sehen ist, ist nur bei einem kleinen Teil der Photomultiplier ein Feinabgleich durch Austausch von Widerständen erforderlich, um die ursprüngliche Schärfe der Verteilung wiederherzustellen.

8.2 Aktuelle Entwicklungen

Zur Zeit (Winter 1991/92) sind die vorbereitenden Arbeiten an drei weiteren Clustern im Gang. Diese Cluster sollen im Frühjahr 1992 aufgebaut und bis zum Sommer in Betrieb genommen werden. Mit insgesamt vier Clustern und der bis dahin einsatzbereiten Frontend-Elektronik wird es möglich sein, offen gebliebene Fragen mit einer ausreichenden statistischen Genauigkeit zu untersuchen.

Der wichtigste Punkt ist dabei die *gleichzeitige* Datennahme von *allen* Detektoren mit der größtmöglichen Genauigkeit. Dadurch wird es im Unterschied zum Prototypcluster möglich, vor der Auswertung der μ -Detektoren einen Schauer zunächst durch die Analyse seiner elektromagnetischen Komponente zu definieren: über die Schauergröße, den Einfallswinkel und vor allem die Position des Schauerkerns. Erst wenn diese Parameter bekannt sind, kann die Antwort der μ -Detektoren auf den Punch-Through und die myonische Komponente genauer studiert und mit den Simulationen verglichen werden. Vor allem der Punch-Through ist stark abhängig vom Abstand zum Schauerzentrum und vom Zenitwinkel der Schauerachse, bzw. der Dicke der vom Schauer durchquerten Luftschicht. Deshalb liefert die Analyse der elektromagnetischen Komponente wichtige Startparameter für die Auswertung der von den μ -Detektoren gemessenen Daten.

Die Erfahrungen mit dem Prototypcluster, insbesondere auch die in Kap.8.1 beschriebene Langzeitstabilität, haben gezeigt, daß die in dieser Arbeit entwickelten Detektoren geeignet sind für ein sowohl räumlich als auch zeitlich ausgedehntes Experiment. Deshalb wird das Design bis auf den geplanten Einsatz von Silikonkissen nahezu unverändert in den nächsten drei Clustern übernommen. Durch die transparenten Kissen läßt sich die Lichtausbeute um etwa einen Faktor 2 verbessern. Dies

wird sich durch die Erhöhung der Photonenstatistik günstig auf die ohnehin schon sehr gute Energieauflösung auswirken.

8.3 Erwartete Fähigkeiten des gesamten Arrays

Die in dieser Arbeit beschriebenen Eigenschaften des μ -Detektors dienten als Ausgangswerte für umfangreiche Simulationen mit dem Programm GEANT3 [Bru87]. Dabei wurde großer Wert gelegt auf eine genaue Abbildung der Lichtausbeute, der Ortsabhängigkeit der Signale und der Wirkung des Absorbers. Außerdem wurde von der segmentierten Struktur des Detektors Gebrauch gemacht. Die im folgenden zitierten Ergebnisse [May91] zeigen die Erwartungen an die Genauigkeit, mit der ein Array solcher Detektoren den Myonengehalt ausgedehnter Luftschauer bestimmen kann. Der für die Analyse verwendete Datensatz umfaßt zu gleichen Anteilen proton- und eiseninduzierte Schauer mit Zenitwinkeln von 0° bzw. 30° und diskreten Primärenergien zwischen 3×10^{14} eV und 4×10^{15} eV.

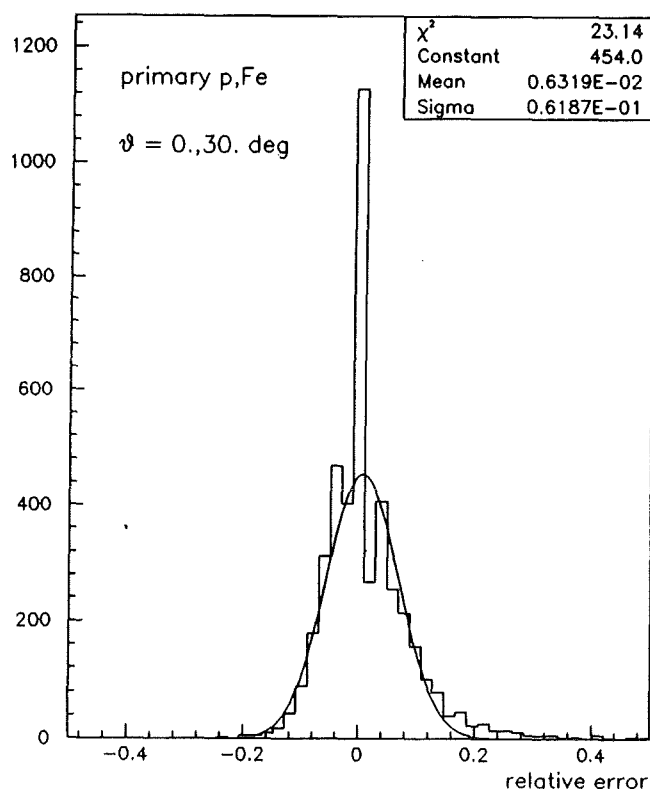


Abbildung 8.2: Verteilung der relativen Fehler bei der Abschätzung der Myonenzahl in den Detektoren [May91].

Abb.8.2 zeigt die erwartete Genauigkeit, mit der die Zahl jener Myonen ermittelt werden kann, die in den Detektoren registriert werden. Dabei werden nur solche Detektoren berücksichtigt, die mehr als 40 Meter vom Schauerzentrum entfernt sind. Der systematische Fehler ist vernachlässigbar. Die Breite der Verteilung wurde mit einem Gaussfit ermittelt und beträgt 6%. Dies ist in einem individuellen, hadronisch induzierten Luftschauer der Fehler, der beim Abzählen der Myonen in den Detektoren gemacht wird.

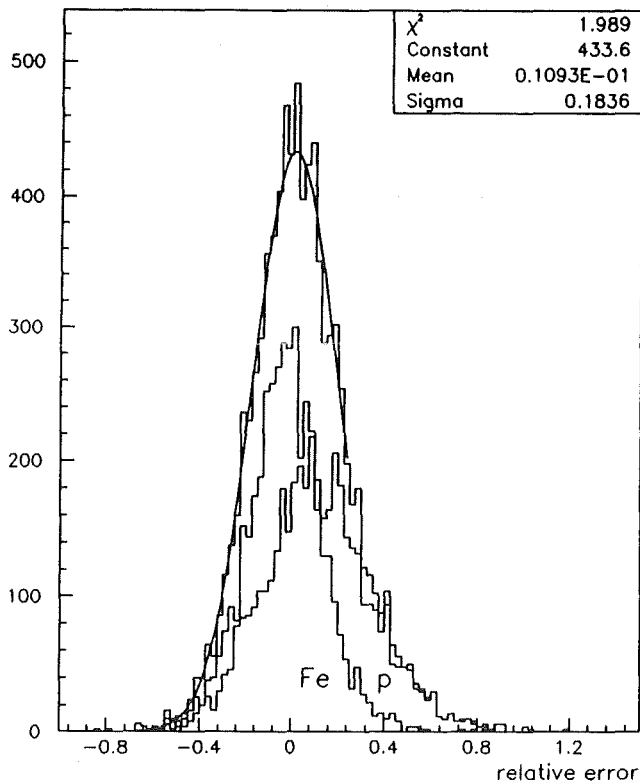


Abbildung 8.3: Verteilung der relativen Fehler bei der Rekonstruktion der Gesamtzahl der Myonen in Luftschauern [May91].

Da wegen der ausgedehnten Lateralverteilung nur etwa 25–30% aller Myonen eines Schauers ins Array fallen, ist der Rückschluß von den in den Detektoren gezählten Myonen auf die Gesamtzahl im Schauer nicht ganz einfach. Dazu muß eine idealisierte Lateralverteilung an die im Array gemessene Verteilung angepaßt werden. Simulationen mit CORSIKA zeigen, daß die myonische Komponente, ähnlich wie die elektromagnetische, analytisch beschreibbar ist. Als typischer Radius werden dabei etwa 180 Meter angenommen. Abb.8.3 zeigt die Ergebnisse einer solchen Anpassung. Da wegen der geringen μ -Dichte alle Versuche fehlschlugen, gleichzeitig die

Gesamtzahl der Myonen und den Parameter s_μ für das Schaueralter zu fitten, wurde ein anderer Weg gewählt. Es wurde ein mittlerer Altersparameter $\overline{s_\mu}$ angenommen und nur die Myonenzahl angepaßt. Dies führt bei eiseninduzierten Schauern zu einer systematischen Unterschätzung der Myonenzahl von etwa 10%. Im gleichen Maß wird die Zahl bei Protonschauern überschätzt. Für die Gesamtverteilung aller Schauer ergibt sich eine Genauigkeit in der Bestimmung der Myonenzahl von etwa 20%. Eine deutliche Verbesserung dieses Wertes könnte durch eine Messung des Altersparameters in jedem einzelnen Schauer erreicht werden. Auch ein iteratives Vorgehen bei der Auswertung ist möglich, wenn durch die Auswertung der anderen KASCADE-Detektoren genügend Daten über den Schauer bekannt sind.

Die hier vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf die in Kap.3.2 beschriebene erste Ausbaustufe des Arrays. Eine zweite Ausbaustufe kann in der Errichtung von vier sogenannten *Satellitenclustern* in etwa 200–300 m Entfernung vom KASCADE-Array bestehen. Diese Satelliten haben die gleiche Struktur wie die Cluster des Arrays.

Für den bisher diskutierten Energiebereich um 10^{15} eV liefern diese Satelliten natürlich keinerlei zusätzlichen Informationen. Aus Abb.2.5 ist zu ersehen, daß bei dieser Energie in einem Abstand von 300 m vom Schauerzentrum die Myonendichte nur noch etwa $10^{-2}/\text{m}^2$ beträgt. Bei 52 m^2 μ -Detektor-Fläche in einem Satelliten würde dies bei vier Satellitenclustern *im Mittel* ganze zwei zusätzlich gemessene Myonen bedeuten.

Ganz anders sehen die Verhältnisse bei hohen Energien aus. Nach [Gab92] gilt:

$$N_\mu \sim E_0^{0.95} \quad (8.1)$$

Die Zahl der Myonen nimmt fast proportional zur Primärenergie des Schauers zu. Für den Energiebereich von $10^{17} - 10^{18}$ eV bedeutet dies, daß die Myonendichte in einem Abstand von 300 m zum Schauerzentrum auf etwa 1 bis 10 Teilchen/ m^2 ansteigt, falls sich die Form der Lateralverteilung nicht entscheidend ändert. In den Satelliten können also mehrere 100 Myonen nachgewiesen werden. In diesem Energiebereich stellen die Satelliten also eine wichtige und notwendige Ergänzung der Detektoren im Array dar.

Für den Energiebereich um 10^{15} eV gibt es noch eine weitere Möglichkeit, den Myonnachweis im Array zu verbessern. In [Dau91] wird ein alternatives Detektorkonzept beschrieben, das auf *Limited Streamer Tubes* basiert. Damit wäre es möglich, in einem Radiusbereich von 10–40 m um den Schauerkern zu messen, der

für Szintillationsdetektoren wegen des Punch-Through nicht mehr zugänglich ist. Mit Daten aus diesem Bereich ließe sich die Aussagekraft der ermittelten Lateralverteilung verbessern. Zur Zeit wird ein Konzept diskutiert, solche Detektoren, die vielleicht aus anderen Experimenten übernommen werden können, in der Nähe des Zentraldetektors unter einer Betonabschirmung aufzustellen. Die Eigenschaften dieser Detektoren und des Betonabsorbers müssen allerdings noch genauer untersucht werden, sowohl im Experiment als auch durch sorgfältige Simulationen.

A ANHANG: Absorptions- und Emissionsspektren

A.1 Der Szintillator

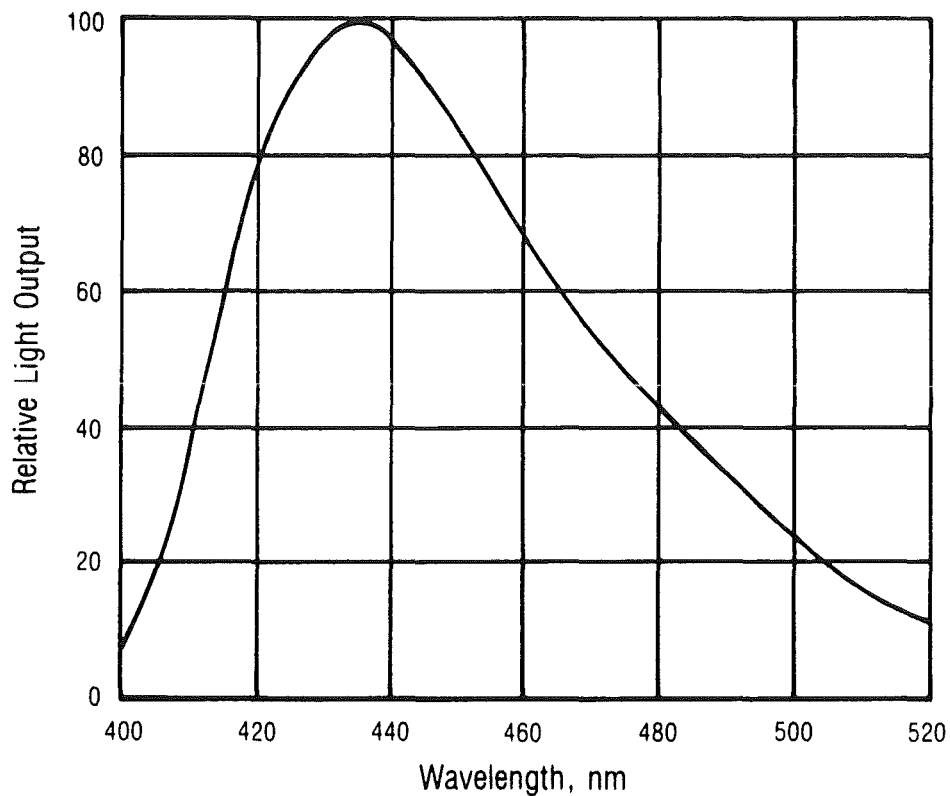


Abbildung A.1: Emissionsspektrum von NE 114

Abb.A.1 zeigt das Emissionsspektrum des Szintillators NE 114. Es überlappt weitgehend mit dem in Abb.A.2 gezeigten Absorptionsspektrum des Wellenlängenschiebers. Vor allem der kurzwellige Anteil wird vollständig vom WLS absorbiert. Der langwellige Anteil des Emissionslichts, etwa ab 490 nm, kann nicht mehr genutzt werden.

Im Folgenden werden noch einige Herstellerangaben zu NE 114 aus [NE80] zitiert:

Lichtausbeute	~ 50% Anthrazen
Maximum der Emission	434 nm
Pulsbreite FWHM	5,3 nsec
Abklingzeit	4,0 nsec
Dichte	1,032
Brechungsindex	1,58
Schmelzpunkt	75°
Verhältnis H/C	1,109

A.2 Der Wellenlängenschieber

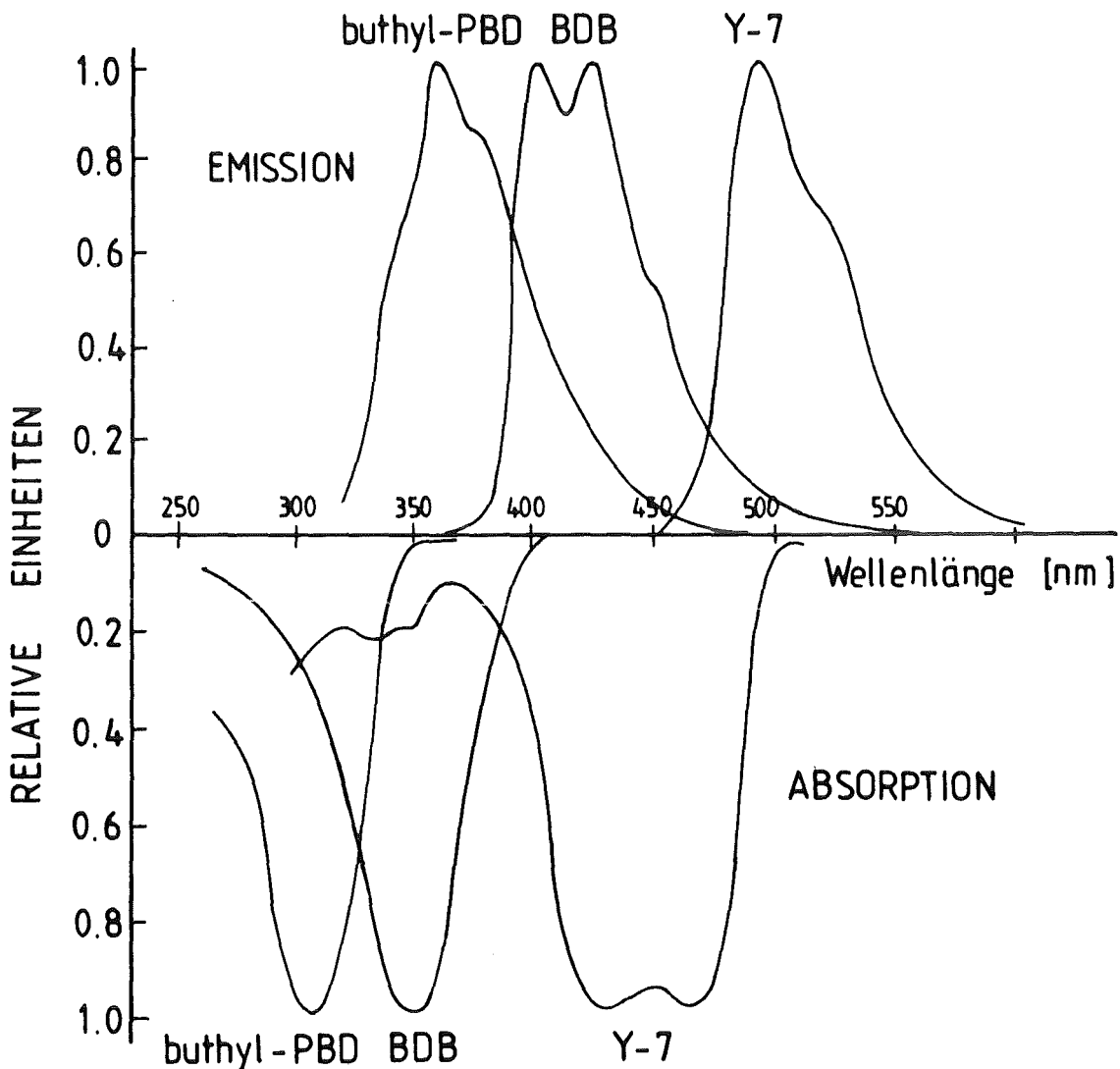


Abbildung A.2: Absorptions- und Emissionsspektren von Kuraray Y7 im Vergleich mit zwei anderen Wellenlängenschiebern [Kam83].

Abb.A.2 zeigt das spektrale Verhalten des Wellenlängenschiebers Kuraray Y7. Dabei ist auf zwei Punkte zu achten: Das Absorptionsspektrum des WLS muß so weit wie möglich mit dem Emissionsspektrum des Szintillators überlappen, um einen großen Anteil primär erzeugter Photonen zu sammeln. Der Überlapp zwischen dem Absorptions- und dem Emissionsspektrum des WLS hingegen soll möglichst klein sein, um die Eigenabsorption gering zu halten und eine große Abschwächungslänge des Materials zu erzielen.

B ANHANG: Der Photomultiplier

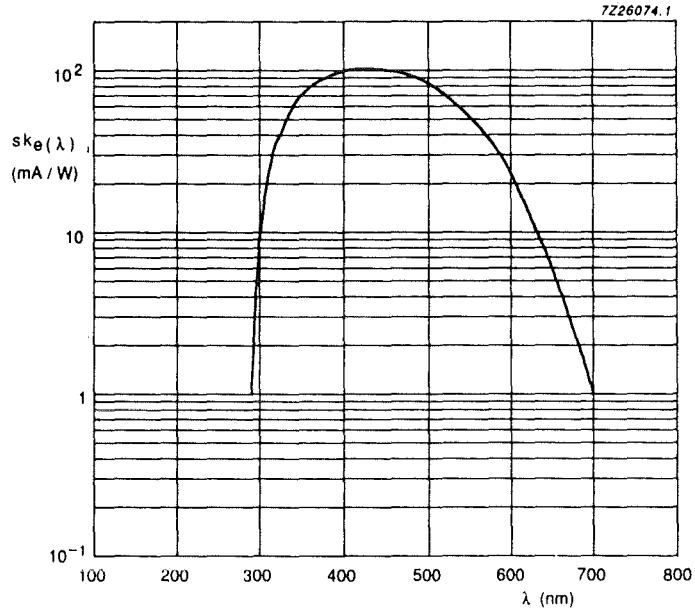


Abbildung B.1: Spektrale Sensitivität des Photomultipliers Valvo XP2081 [Phi90]

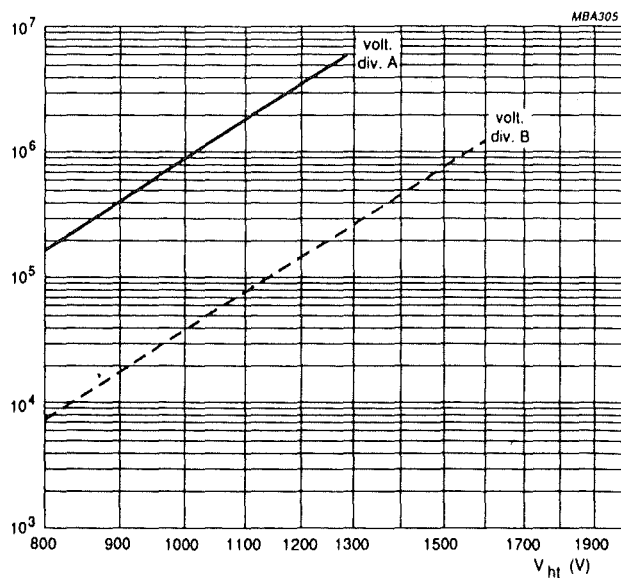


Abbildung B.2: Verstärkungskurve von Valvo XP2081 für zwei unterschiedliche Beschaltungen des Spannungsteilers in doppeltlogarithmischer Auftragung [Phi90].

Abb.B.1 zeigt die spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers Valvo XP2081. Dabei ist vor allem der Bereich von 470 nm bis 550 nm von Bedeutung, in dem die Emission des Wellenlängenschiebers stattfindet (siehe Abb.A.2). Es zeigt sich, daß der Photomultiplier nicht perfekt an das Spektrum des WLS angepaßt ist. Im Wellenlängenbereich oberhalb von etwa 500 nm treten deutliche Verluste bei der Übertragung auf. Diese sind allerdings nicht zu vermeiden. Der Typ XP2081 besitzt bereits eine als *green extended* bezeichnete Bialkali-Photokathode, die im grünen Wellenlängenbereich besonders empfindlich ist. An einer noch höheren Empfindlichkeit in diesem Bereich wird zur Zeit von vielen Herstellern gearbeitet.

Abb.B.2 zeigt die Verstärkung des Photomultipliers XP2081 als Funktion der angelegten Spannung. Um jeweils vier Photomultiplier mit einer Spannungsversorgung betreiben zu können, müssen vor allem die Steigungen der Verstärkungskurven übereinstimmen, damit bei einer Änderung der Versorgungsspannung alle Photomultiplier die gleiche Änderung der Verstärkung zeigen. Da die Hochspannung an jeder einzelnen Röhre durch einen Vorschaltwiderstand eingestellt wird, können die Absolutwerte der Verstärkungskurven etwas variieren.

Abb.B.3 zeigt den Spannungsteiler des Photomultipliers in der für das Prototyp-cluster entwickelten Version.

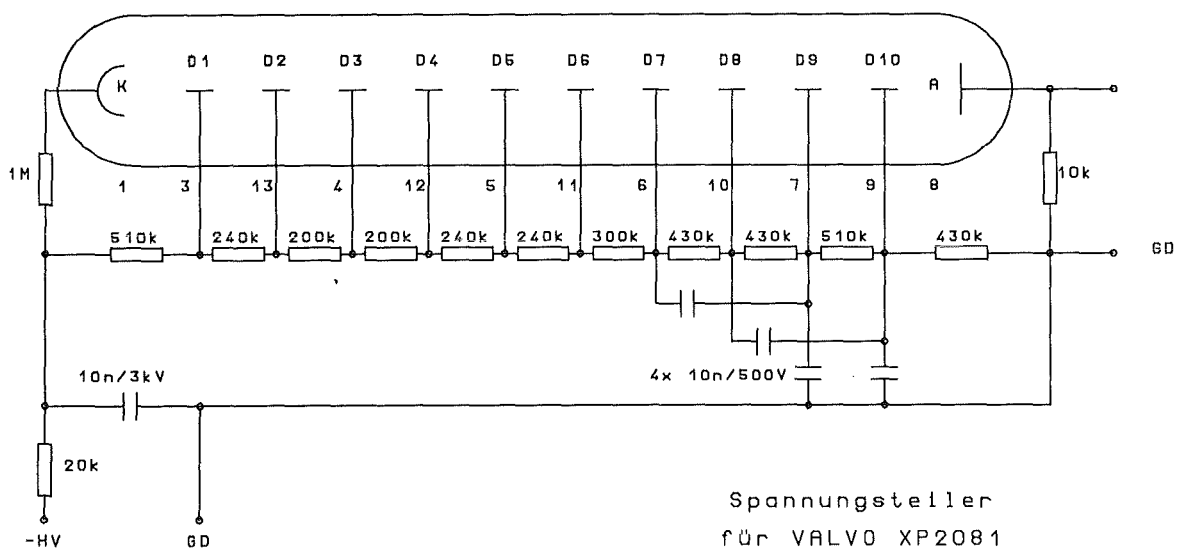


Abbildung B.3: Spannungsteiler für den Photomultiplier Valvo XP2081 [Hau91]

Abb.B.4 zeigt die im Prototypcluster durch Vorschaltwiderstände eingestellten Abgleichspannungen. Gleiche Symbole bezeichnen jeweils die vier Photomultiplier eines Detektors. Die Bildung der Quartette wurde aufgrund der LASER-Tests [Hau91] vorgenommen. Die Unterschiede der Verstärkung innerhalb der meisten Quartette sind relativ klein und konnten durch die Vorschaltwiderstände leicht überbrückt werden. In einigen Fällen mußten jedoch mehr als 100 Volt Spannungsunterschied erzeugt werden, um die Photomultiplier eines Detektors abzugleichen.

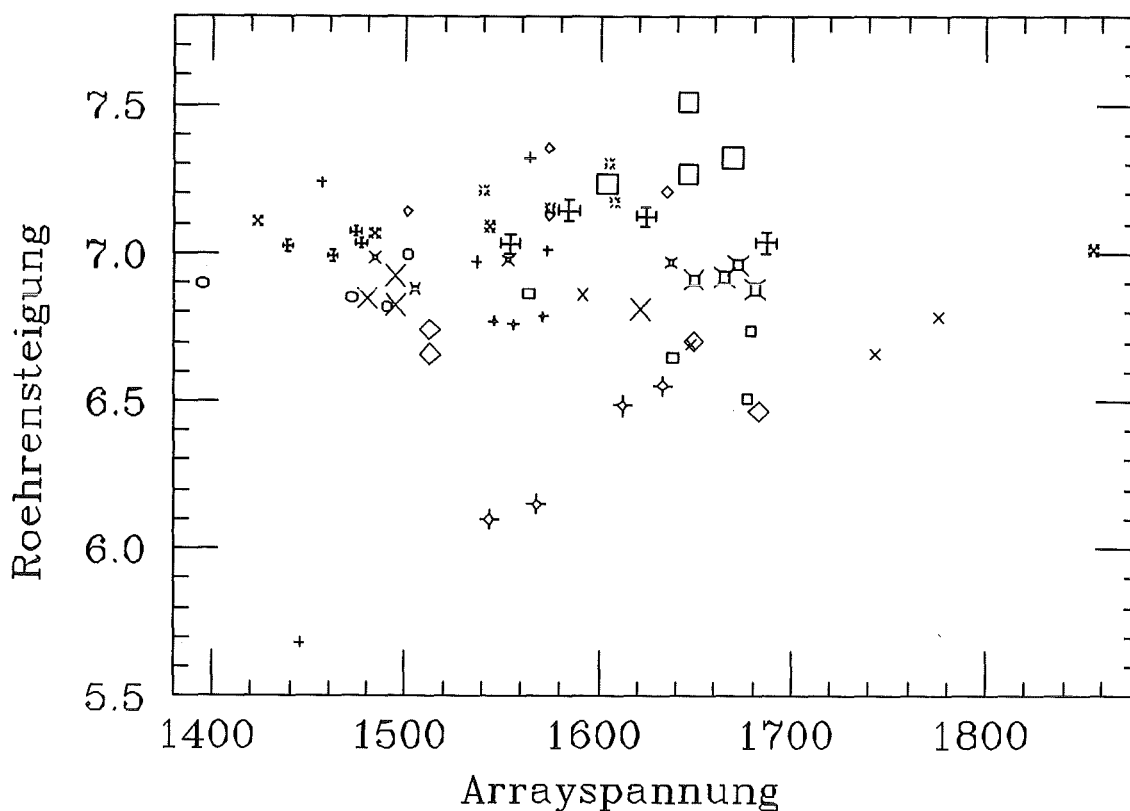
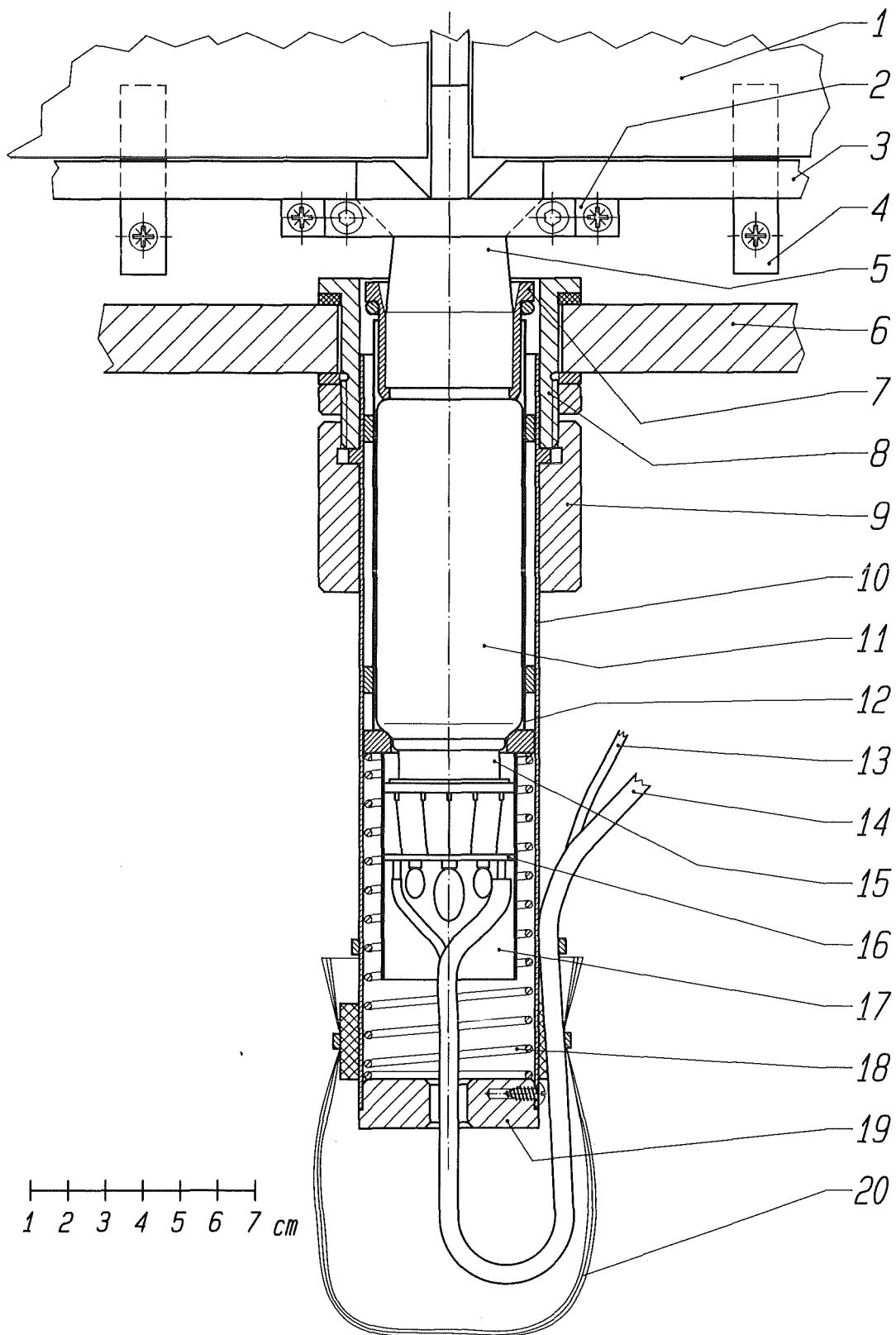


Abbildung B.4: Im LASER-Teststand gemessene Steigungen der Verstärkungskurven als Funktion der im Prototypcluster gefundenen Abgleichspannungen [Sim91]. Gleiche Symbole bezeichnen die aufgrund der LASER-Tests gebildeten Röhrenquartette [Hau91].

C ANHANG: Detailzeichnung des μ -Detektors

Abbildung C.1 zeigt den kompliziertesten Ausschnitt des μ -Detektors. Es bedeuten:

1. Szintillatorplatte NE 114 ($90 \times 90 \times 3 \text{ cm}^3$)
2. Halterung für den Winkellichtleiter
3. Wellenlängenschieberstab WLS Kuraray Y7 ($88 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$)
4. Halterung für den WLS, gleichzeitig Auflage für die Szintillatorplatte
5. Winkellichtleiter (PMMA = Polymethylmethacrylat)
6. Wand des Detektorgehäuses (Holz, schwarz beschichtet)
7. Überschlagschutzadapter (PVC = Polyvinylchlorid, schwarz)
8. Gewindebuchse mit Mutter, Dichtring (innen) und Unterlegscheibe (außen)
9. Überwurfmutter (POM = Polyoximethylen, schwarz)
10. Photomultipliergehäuse (Messing Ms63)
11. Photomultiplier Valvo XP2081/02
12. μ -Metallfolie (FeNi)
13. Signalkabel (RG 58)
14. Hochspannungskabel (RG 59)
15. Stecksockel Valvo FE 1112
16. Platine des Spannungsteilers
17. Kapton-Folie (PI = Polyimid)
18. Spiralfeder
19. Deckel (POM schwarz)
20. Drei Lichtschutztüten, mit Kabelbinder an schwarzen Zellkautschuk gepreßt

Abbildung C.1: Detailzeichnung eines μ -Detektors

D ANHANG: Liste der Elektronikbegriffe und Abkürzungen

ADC Analog Digital Converter: Digitalisiert ein analoges Signal. In den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurden nur ladungsempfindliche ADC's eingesetzt.

CAMAC Computer Aided Measurement And Control: Vom Computer direkt ansprechbare standardisierte Meßelektronik.

Clear Logisches Signal: Löscht den Inhalt des ADC oder TDC.

DC-Entkoppler Hochpass, bestehend aus einem Kondensator mit 10 Nanofarad Kapazität: Filtert niederfrequente Störungen und Spannungsoffset aus den hochfrequenten Signalen.

Delay Verzögerung: Wird erzeugt durch Kabel mit abgemessener Länge und Signallaufzeit. Zum Beispiel haben LEMO-Kabel (RG 174) und BNC-Kabel (RG 58, 50 Ω) eine Laufzeit von 5 nsec/Meter.

Diskrimin. Diskriminator: Erzeugt ein logisches Ausgangssignal, wenn das analoge Eingangssignal eine bestimmte Schwelle überschritten hat.

50-Ohm-Teiler Passiver Signalverteiler: Ein Eingangssignal erzeugt zwei halb so große Ausgangssignale.

Gate Gen. Gate Generator: Erzeugt ein logisches Signal einstellbarer Weite.

HV High Voltage: Hochspannung

LAM Look At Me: Signal, das den Computer auffordert, alle ADC's und TDC's auszulesen.

NIM Nuclear Instrument Module: Standard für modular aufgebaute Meßelektronik.

Meantimer Erzeugt aus zwei zu verschiedenen Zeiten t_1 und t_2 eintreffenden logischen Signalen und einem Offset t_0 ein logisches Ausgangssignal zum gemittelten Zeitpunkt: $t = t_0 + (t_1 + t_2)/2$.

Octal Fan Out Aktiver Signalverteiler: Ein Eingangssignal erzeugt acht gleich große Ausgangssignale.

OR Logisches ODER

PM Photomultiplier: Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)

SCALER Zähler: Zählt logische Eingangssignale.

TDC Time Digital Converter: Digitalisiert die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal.

TPHC Time to Pulse Height Converter: Wandelt die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal in ein Analogsignal um. Wird in Verbindung mit einem ADC als Ersatz für einen TDC benutzt.

VETO Logisches Signal von 30 msec Breite: Stoppt die Triggerelektronik und das CLEAR der CAMAC-Module während des Auslesevorgangs.

E ANHANG: Literaturverzeichnis

Literatur

- [Ach87] B. S. Acharya et al.: *UHE Gamma Ray Observations with the Kolar Gold Field Air Shower Array*,
Preprint, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay (1987)
- [Agl86] M. Aglietta et al.: *High-Energy Cosmic-Ray Physics with an EAS Array on the Top of the Gran Sasso Laboratory*,
Il Nuovo Cimento, Serie 1, Vol. 9 C (1986) 262–270
- [Agl89] M. Aglietta et al.: *The EAS-TOP Array at $E_0 = 10^{14} - 10^{16}$ eV: Stability and Resolutions*,
Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 23–28
- [Ake88] C. Akerlof: *The Mercedes-Benz Approach to γ -Ray Astronomy*,
Nucl. Instr. and Meth. A264 (1988) 74–80
- [All75] O. C. Allkofer: *Introduction to Cosmic Radiation*,
Verlag Karl Thieme, Buchreihe der Atomkernenergie, Band 10, München (1975)
- [All84] O. C. Allkofer, P. K. F. Grieder: *Physics Data: Cosmic Rays on Earth*,
Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik GmbH, Karlsruhe (1983)
- [All89] O. C. Allkofer, V. Hausteiner, E. Lorenz: *Das HEGRA-Projekt. Eine Luftschauer-Apparatur zum Nachweis ultrahochenergetischer Punktquellen*,
Vorschlag für eine Erweiterung, Kiel, Hamburg, München (Oktober 1989)
- [Ann87] J. R. M. Annand et al.: *Large position-sensitive Plastic Scintillation Detectors*,
Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 329–339
- [Apo88] G. Apollinari et al.: *A wide dynamic range Experiment to measure High Energy γ -Showers in Air by detecting Cherenkov Light in the middle Ul-*

- traviolet,*
Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 255–260
- [Apt88] A. R. Apte et al.: *Use of Plexiglas Sheets coated with Wave Length Shifter Dyes for Detection of Atmospheric Cherenkov Radiation,*
Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 403–409
- [Arm87] R. Armitage et al.: *The Muon Component of Cosmic-Ray Air Showers in the Range $10^{17} - 10^{18}$ eV,*
J. Phys. G: Nucl. Phys. 13 (1987) 707–723
- [Bae89] J. Bähr et al.: *Laser Cutting of Plastic Scintillator and Light Guide Materials,*
Nucl. Instr. and Meth. A274 (1989) 145–151
- [Bal85] R. Baltrusaitis et al.: *The Utah Fly's Eye Detector,*
Nucl. Instr. and Meth. A240 (1985) 410–428
- [Bal88] R. Baltrusaitis et al.: *The Fly's Eye Detector: Present and Future,*
Nucl. Instr. and Meth. A264 (1988) 87–92
- [Bar78] B. Barish et al.: *Very large Scintillation Counters for Hadron Calorimetry,*
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.NS-25, No.1 (Feb. 1978)
- [Bas88] V. V. Bashkevich et al.: *Analysis of Data on High-Energy Muons in the Composition of Extensive Air showers,*
Sov. J. Nucl. Phys. 48(5) (November 1988) 859–863
- [Bic90] *BICRON General Catalogue,*
Produktinformation von Bicron Corporation, Newbury, Ohio (1990)
- [Bla90] P. R. Blake et al.: *Time Dispersion of Muons in EAS,*
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 755–768
- [Boi88] L. P. Boivin, D. S. Hanna: *Studies of BIS-MSB Wave Length Shifter for Application in a Supernova Neutrino Detector,*
Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 397–402
- [Bon88] J. M. Bonnet-Bidaud, G. Chardin: *Cygnus X-3, A Critical Review,*
Phys. Rep. 170, No.6 (1988) 325–404

- [Bou81] M. Bourdinaud, J. C. Thevenin: *Low Cost Scintillators and Wave Length Shifters*,
Physica Scripta, Vol.23 (1981) 534–538
- [Bru87] R. Brun et al.: *GEANT 3*,
CERN – Data Handling Division, DD/EE/84-1, (Sept. 1987)
- [Cap90a] J. N. Capdevielle et al.: *Air Shower Simulations for KASCADE*,
Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, (1990), HE 7.3-3
- [Cap90b] J. N. Capdevielle, P. Gabinski: *A new Determination of the Primary Energy Spectrum from EAS Size Measurements*,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 769–779
- [Cas89] G. L. Cassiday et al.: *Search for γ -Rays above 10^{14} eV from Cygnus X-3 during the June and Juli 1989 Radio Outburst*,
Phys. Rev. Letters, Vol.63, No.21 (1989) 2329–2332
- [Caw88] M. Cawley: *A distributed Array of automated Cerenkov Telescopes for TeV Gamma-Astronomy*,
Nucl. Instr. and Meth. A264 (1988) 64–66
- [Cha90] E. Chatelett et al.: *Muons in EAS generated by Cosmic Gamma-Rays with Ultra-High Energy*,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 317–325
- [Che87] T. Cheung, P. K. MacKeown: *A Study of Equi-Intensity Cuts on Muon Fluxes in Cosmic Ray Air Showers*,
J. Phys. G: Nucl. Phys. 13 (1987) 103–114
- [Chi86] P. C. Chi, W. Z. Hong: *Parameters for various Types of Light Guides for Large Area Scintillation Counters*,
Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 67–74
- [Cla78] R. W. Clay, A. G. Gregory: *Light Collection from a One Square Metre Scintillator for Cosmic Ray Work*,
Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978) 467–471
- [Coc56] G. Cocconi: *Extensive Air Showers*,
Handbuch der Physik XLVI 1/2, Springer Verlag, Berlin (1956) 215

- [Cor89] S. Corbató: *Search for Anisotropies in the Underground Cosmic Ray Muon Flux*,
Dissertation, University of Pennsylvania (1989)
- [Cro86] J. Cronin et al.: *A Proposal for a Large Surface Array at Fly's Eye II*,
Proposal, Chicago (1986)
- [Dau90] K. Daumiller et al.: *The Detector Array of the KASCADE Project*,
Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, (1990), HE 7.3-1
- [Dau91] K. Daumiller: *Untersuchung von Streamer-Röhren als Detektoren für kosmische Myonen*,
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Din88a] B. L. Dingus: *Study of Ultra-High Energy Emissions from Cygnus X-3 and Hercules X-1*,
Dissertation, University of Maryland (1988)
- [Din88b] B. L. Dingus et al.: *Ultrahigh-Energy pulsed Emission from Hercules X-1 with anomalous Air-Shower Muon Production*,
Phys. Rev. Letters, Vol.61, No.17 (1988) 1906-1909
- [Dol90a] P. Doll et al.: *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*,
KfK 4686 (1990)
- [Dol90b] P. Doll et al.: *The KASCADE Project*,
Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, (1990), HE 7.3-2
- [Eck78] V. Eckardt et al.: *A novel Light-Collection System for segmented Scintillation-Counter Calorimeters*,
Nucl. Instr. and Meth. 155 (1978) 389-398
- [ElF88] A. El-Far: *Muon Correlation in Extensive Air Showers*,
Thesis, University of Chicago (1988)
- [Elo90] A.-M. Elo et al.: *A small Air Shower Array for Multiparticle Production Study*,
Preprint, University of Turku, Finland (1990)

- [Fra79] H. Frauenfelder, E. Henley: *Teilchen und Kerne: Subatomare Physik*, R. Oldenbourg Verlag München, Wien (1979)
- [Fis85] F. Fischer: *Verbesserungen der Wellenlängenschieber-Photodioden-Lichtauslesetechnik für Anwendungen auf dem Gebiet der Teilchenkalorimetrie*, Diplomarbeit, Technisch Universität München (1985)
- [Gab92] P. Gabriel: *Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $E_0 \approx 10^{15}$ eV*, Dissertation, Universität Karlsruhe (1992)
- [Gib88] K. G. Gibbs: *The Chicago Air Shower Array (CASA)*, Nucl. Instr. and Meth. A264 (1988) 67–73
- [Gla92] R. Glasstetter
Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe (1992)
- [Gre56] K. Greisen, Prog. Cosmic Ray Physics, Vol. III, edited by J. G. Wilson, North Holland Publishing, Amsterdam (1956)
- [Gri89] N. L. Grigorov: *Charge Distribution of the Primary Cosmic Rays with Energies above 1 TeV*, JETP Lett., Vol.49, No.5 (März 1989)
- [Hal86] F. Halzen et al.: *Particle Physics with Cosmic Accelerators*, Phys. Rev. D, Vol.34, No.7 (1986) 2061–2070
- [Hal87] F. Halzen: *Gamma Ray Astronomy: The Importance of Muons*, Preprint, University of Wisconsin, Madison, USA (1987)
- [Hau91] D. Haunschild: *Auswahl und Test von Photoröhren sowie Kalibration von Szintillationsdetektoren für das Luftschauerexperiment KASCADE*, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Haz89] W. E. Hazen, H. Y. Dai, E. S. Hazen: *Study of a Mini-Array for the Linsley Effect in Cosmic-Ray Air Showers*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 15 (1989) 113–120
- [Hei88] J. Heintze, W. Hofmann, I. Appenzeller, H. Elsässer: *Cosmic Ray Tracking. Ein neuer Weg für die γ -Astronomie bei hohen Energien*, Proposal, Heidelberg (August 1988)

- [Hei89] J. Heintze et al.: *Cosmic Ray Tracking. A new Approach to High-Energy γ -Astronomy*,
Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 29-41
- [Hei90] J. Heintze, W. Hofmann, I. Appenzeller, H. Elsässer: *Cosmic Ray Tracking. A new Approach to High-Energy γ -Astronomy*,
Addendum to the Proposal, Heidelberg (Mai 1990)
- [Hel88] P. Helbig: *Untersuchung des Pulshöhen- und Zeitverhaltens von großflächigen Plastiksintillatoren*,
Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen/Nürnberg (1988)
- [Hes11] V. F. Hess: *Über die Absorption der γ -Strahlung in der Atmosphäre*,
Physikalische Zeitschrift 12 (1911) 998
- [Hes12] V. F. Hess: *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*,
Physikalische Zeitschrift 13 (1912) 1084
- [Hil84] A. M. Hillas: *The Origin of UHE Cosmic Rays*,
Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 (1984) 425-444
- [Hil89] A. M. Hillas et al.: *An Experiment to search for UHE γ -Ray Sources from the South Pole*,
Nucl. Instr. and Meth. A276 (1989) 622-627
- [Hoe87] *Absorptions- und Emissionsmessungen an Fluoreszenzgelb K 27*,
Hoechst High Chem Magazin Nr.4 (1987)
- [Hor71] D. L. Horrocks, C. T. Peng: *Organic Scintillators and Liquid Scintillation Counting*,
Academic Press, New York, London (1971) 279-288
- [Kam58] K. Kamata, J. Nishimura: *The lateral and the angular Structure Functions of Electron Showers*,
Prog. Theor. Phys. Japan 6, Suppl., (1958) 93
- [Kam83] T. Kamon, T. Shimizu: *A new Scintillator and Wave Length Shifter*,
Nucl. Instr. and Meth. 213 (1983) 261-269

- [Khr80] G. Khristiansen, G. Kulikov, J. Fomin: *Cosmic Rays of Superhigh Energies*, Verlag Karl Thiemig, Taschenbücher Band 88, München (1980)
- [Kla81] P. Klasen et al.: *Application of Wave Length Shifter Techniques to Position Measuring Counters*, Nucl. Instr. and Meth. 185 (1981) 67–74
- [Kri89/90/91] W. Kriegleder et al.:
KfK Annual Report 4508 (1989) 119–121
KfK Annual Report 4660 (1990) 110–111
KfK Annual Report 4875 (1991) 71–73
- [Kru88] H. Krüger: *Entwicklung und Bau eines großflächigen Szintillatorteleskops zur Identifizierung von positiven Pionen einer kinetischen Energie im Bereich von 0 bis 140 MeV und für andere vielseitige Anwendungen für ein Spektrometer mit 55 msr Akzeptanz*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen/Nürnberg (1988)
- [Kur91] *Specification of Kuraray Scintillator Type 2 and Type 3*, Produktinformation von Kuraray Co., Ltd, Japan (1991)
(Hersteller: Kyowa Gas Chemical Ind. Co., Ltd, Tokyo, Japan)
- [Lan44] L. Landau: *On the Energy Loss of fast Particles by Ionization*, Jou. Phys. USSR 8 (1944) 201
- [Leo87] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (1987)
- [Lin83] J. Linsley, 18th ICRC, Bangalore, 12 (1983) 135
- [Lin86] J. Linsley: *Thickness of the Particle Swarm in Cosmic-Ray Air Showers*, J. Phys. G: Nucl. Phys. 12 (1986) 51–57
- [Llo83] J. Lloyd et al.: *Observation of γ -Rays $> 10^{15}$ eV from Cygnus X-3*, Nature vol. 305 (1983) 784–787

- [Mas77] T. Massam: *Light Guide Design for Timing Measurements in large Counters*,
Nucl. Instr. and Meth. 141 (1977) 251–258
- [May91] H. J. Mayer: *A Monte Carlo Study of the Reconstructions Accuracy of Shower Parameters for the KASCADE Extended Air Shower Array*,
Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 327–337
- [Mik87] S. Mikocki et al.: *The Differences in Delay Times for Air Showers initiated by 100 TeV Gamma-Rays and Protons*,
J. Phys. G: Nucl. Phys. 13 (1987) L85–L91
- [Moc82] P. Mockett: *Test of Polystyrene Scintillator*
Preprint (1982)
- [Moy55] J. E. Moyal, Phil. Mag. 46, (1955) 263
- [Nag84] M. Nagano et al.: *Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays between $10^{14.5}$ and 10^{18} eV*,
J. Phys. G: Nucl. Phys. 10 (1984) 1295–1310
- [NE80] *Scintillators for the Physical Sciences*,
Produktinformation von Nuclear Enterprises Technology Limited, Edinburgh, Scotland (1980)
- [NE87] *Fluorescent Light Guides NE172*,
Produktinformation von Nuclear Enterprises Technology Limited, Edinburgh, Scotland (1987)
- [Nik87] S. I. Nikolsky et al.: *Gamma Quanta with Energy $\sim 10^{15}$ eV in the Primary Cosmic Radiation*,
J. Phys. G: Nucl. Phys. 13 (1987) 883–895
- [Pat89] J. R. Patterson, A. M. Hillas: *Optimizing the Design of Very High Energy Gamma Ray Telescopes*,
Nucl. Instr. and Meth. A278 (1989) 553–564
- [PAW89] *PAW–Physics Analysis Workstation*,
CERN Program Library Entry Q121, Genf (1989)

- [Phi90] *Data Handbook – Photomultipliers*,
Produktinformation von Philips Components, Hamburg (1990)
- [Pli91] P. Plischke, Private Mitteilungen (1991)
- [Poi87] J. Poirier, J. Linsley, S. Mikocki, T. Rettig, E. Funk: *Summary: Project GRAND (Gamma Ray Astrophysics at Notre Dame)*,
Proposal, Notre Dame University, Indiana, USA (1987)
- [Poi88] J. Poirier et al.: *A new Method to detect Gamma Ray Extensive Air Showers which directly measures Angles and identifies Muons*,
Nucl. Instr. and Meth. A264 (1988) 81–86
- [Pro87] R. Protheroe: *Gamma Ray Astronomy at Energies above 0.3 TeV*,
Proceedings of 20th Int. Cosmic Ray Conf, Moscow (1987)
- [Rem83] E. Remane: *Eigenschaften organischer Szintillatoren für großvolumige Neutrinodetektoren*,
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1983)
- [Sam83] M. Samorski, W. Stamm: *Detection of $2 \cdot 10^{15}$ to $2 \cdot 10^{16}$ eV γ -Rays from Cygnus X-3*,
Astroph. J. 268 (1983) L17–L21
- [Sel79] W. Selove et al.: *Fluorescent-Wave-Shifters and Scintillators for Calorimeters*,
Nucl. Instr. and Meth. 161 (1979) 233-242
- [Shi88] T. Shimizu: *On the Saturation Concentration of Y-7 as a Wave Shifter for SCSN 38*,
Produktinformation von Kyowa Gas Chemical Ind. Co.,Ltd, Tokyo,Japan (1988)
- [Sin89] D. Sinclair: *A Muon Detector for a large Air Shower Array*,
Nucl. Instr. and Meth. A278 (1989) 583–584
- [Sim91] H. J. Simonis, Private Mitteilungen (1991)
- [Sok89] P. Sokolsky: *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*,
Addison–Wesley, New York (1989)

- [Sta86] W. Stamm: *Gammaastronomie bei Photonenergien größer als 10^{12} eV*,
Habilitationsschrift, Kiel (1986)
- [Sta85] T. Stanev, T. K. Gaisser, F. Halzen: *Muons in Gamma Showers from Cygnus X-3 ?*
Phys. Rev. D, Vol.32, No.5 (1985) 1244–1247
- [Tan83] T. Tanimori et al.: *A Test of 150 cm · 20 cm wide Time-of-Flight Scintillation Counters*,
Nucl. Instr. and Meth. 216 (1983) 57–65
- [Tes86] M. Teshima et al.: *Properties of $10^9 - 10^{10}$ GeV Extensive Air Showers at Core Distances between 100 and 3000 m*,
J. Phys. G: Nucl. Phys. 12 (1986) 1097–1113
- [The80] J. C. Thevenin et al.: *Extruded Polystyrene, a new Scintillator*,
Nucl. Instr. and Meth. 169 (1980) 53–56
- [Tur87] K. E. Turver *Very High Energy Gamma Ray Astronomy*,
NATO Advanced Science Institutes Series C: Mathematical and Physical Sciences Vol. 199
D. Reidel Publishing Company Dordrecht, Boston, Lancaster, Tokyo (1987)
- [Vas88] V. V. Vashkevich et al.: *Experimental Study of High-Energy Muons in Extensive Air Showers*,
Sov. J. Nucl. Pys. 47(4) (April 1988) 672–678
- [Vav57] P. V. Vavilov: *Ionization Losses of High Energy Heavy Particles*,
Zh. Exper. Teor. Fiz. 32 (1957) 920–923 / Transl. JETP 5 (1957) 749–751
- [Voe91] G. Völker: *Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/γ -Komponente großer Luftschauer*,
Dissertation, Universität Karlsruhe (1991)
- [Wee88a] T. Weekes: *Tev Gamma-Ray Astronomy*,
Nucl. Instr. and Meth. A264 (1988) 55–63
- [Wee88b] T. Weekes: *Very High Energy γ -Ray Astronomy*,
Phys. Rep. 160, Nos. 1 & 2 (1988) 1–121

- [Wee89] T. Weekes: *γ -Ray Astronomy at the highest Energies*,
Nucl. Instr. and Meth. A280 (1989) 349–357
- [Wet91] Y. Wetzel: *Vorstudien zur Suche nach Punktquellen kosmischer Strahlung mit dem KASCADE-Array*,
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Wol84] A. W. Wolfendale: *Cosmic Rays of Very High Energy*,
Prog. Phys., Vol. 47 (1984) 655–706
- [Zor88] C. Zorn et al.: *Pilot Study of new radiation-resistant Plastic Scintillators doped with 3-Hydroflavone*,
Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 108–116