

KfK 5263 B  
Oktober 1993

# Ein Mini-Array von Detektoren für die kosmische Strahlung

O. Schöps  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



**KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

**Institut für Kernphysik**

**KfK 5263 B**

**Ein Mini-Array von Detektoren  
für die kosmische Strahlung**

**Olaf Schöps**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

---

## Zusammenfassung

Auf dem Gelände des Kernforschungszentrums Karlsruhe ist das **KASCADE**-Experiment (**K**arlsruhe **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector) im Aufbau. **KASCADE** besteht aus einem Zentraldetektor und einem Detektorarray. Mit ihm sollen die einzelnen Komponenten der durch die primäre Höhenstrahlung ausgelösten Luftschauer untersucht werden. Das Experiment hat sich hierbei zur Hauptaufgabe gemacht, die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei Energien oberhalb  $10^{14}$  eV zu bestimmen.

In dieser Arbeit wird ein aus vier Szintillationsdetektoren bestehendes Mini-Array zum Nachweis von ausgedehnten Luftschauern in Betrieb genommen. Es ergänzt den Teststand für Vieldraht-Proportionalkammern und einen Prototypaufbau für das Kalorimeter des Zentraldetektors, kann als Trigger genutzt werden und zusätzliche Schauerinformationen messen. Die Messung der Ankunftszeiten der Schauerfront in den einzelnen Detektorstationen ermöglicht eine grobe Bestimmung der Schauerrichtung und die Definition einer Schauer-Ankunftszeit. Eine Detektorstation wird zur Untersuchung der durchdringenden e- $\gamma$ -Komponente ausgebaut.

Das Detektorverhalten auf die durchdringende e- $\gamma$ -Komponente wird untersucht und mit Ergebnissen aus Simulationsrechnungen verglichen. Daraus werden Signaturen für Myonen und Ereignisse durchdringender Photonen oder Elektronen, sogenannten Punch-Through-Ereignissen, abgeleitet. Weiterhin wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen die Möglichkeit untersucht, bei verschiedenen Energieschwellen, mittels des Nachweises von Punch-Through-Ereignissen, den Abstand zum Schauerzentrum zu bestimmen.

---

---

# Abstract

## A Mini Array of Detectors for Cosmic Ray Air Showers

The cosmic ray experiment **KASCADE** (**KA**rlsruhe Shower Core and Array **DE**tector) currently under construction in the **KfK** consists of a central detector and a large detector array. It intends to measure various observables of extensive air showers caused by cosmic rays. The major aim of the experiment is the determination of the chemical composition of cosmic rays with energies above  $10^{14}$  eV.

In this work a mini array of four scintillation detector telescopes is put into operation to indicate extensive air showers. The mini array supplements a prototyp setup of multiwire proportional chambers and a prototyp calorimeter for the central detector. In addition, it is used to study some basic air shower properties. Measurements of the arrival time of the shower front in the detector stations provide the possibility to determine a shower direction and to define a general shower arrival time. One detector is extended for studies of the penetrating e- $\gamma$ -component of air showers.

The detector response to the penetrating e- $\gamma$ -component of air showers is studied and compared with results of Monte-Carlo-calculations. Signatures of muons and of penetrating photons or electrons events (punch through) are deduced. On the basis of the Monte-Carlo-studies the possibility of a location of the air shower core by punch through events is investigated.

---

---

# Inhaltsverzeichnis:

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Experimenteller Aufbau</b>	<b>4</b>
2.1. Mini-Array	4
2.2. Detektorstation	5
2.3. Meßelektronik	7
2.4. Datenaufnahme	10
<b>3. Betrieb als Trigger auf Luftschauer</b>	<b>12</b>
3.1. Diskriminatorschwellen	12
3.2. Ansprechverhalten	14
<b>4. Zeitmessung und Schauerrichtung</b>	<b>23</b>
4.1. Bestimmung der Schauerfront	23
4.2. Messung der Ankunftszeiten	25
4.3. Richtungsbestimmung	30
4.4. Ergebnisse der Richtungsrekonstruktion	35
4.5. Schauerrichtung und Myonspuren	37
<b>5. Untersuchung der hochenergetischen e-<math>\gamma</math>-Komponente</b>	<b>39</b>
5.1. Energieeichung der ADC-Signale	40
5.2. Messungen	44
5.3. Detektorsimulation	45
5.4. Punch-Through-Ereignisse und Myonen	48
5.5. Vergleich Simulation und Messung	52
<b>6. Bestimmung des Abstandes zum Schauerzentrum</b>	<b>57</b>

---

---

**7. Schlußbemerkungen**

**61**

**Literaturverzeichnis**

**63**

---

# 1 Einleitung

Die Erde wird ständig von energiereicher Strahlung aus dem Weltall getroffen. Die Zusammensetzung dieser kosmischen Strahlung ist eine wichtige Information zum Verständnis kosmischer Injektionsquellen und Beschleunigungsmechanismen.

Für primäre Teilchen wurden Energien bis zu  $4 \cdot 10^{21}$  eV gemessen [Sug71]. Das Energiespektrum läßt sich stückweise durch ein Potenzgesetz beschreiben. Augenfällig ist hierbei die Änderung des Exponenten bei etwa  $3 \cdot 10^{15}$  eV, der sogenannten Knieregion (siehe Abb.1.1). Zur Erklärung dieses Knicks werden unter anderem eine elementabhängige Änderung der Beschleunigungsmechanismen, sowie modifizierte Leaky-Box-Modelle [Sok89] diskutiert.

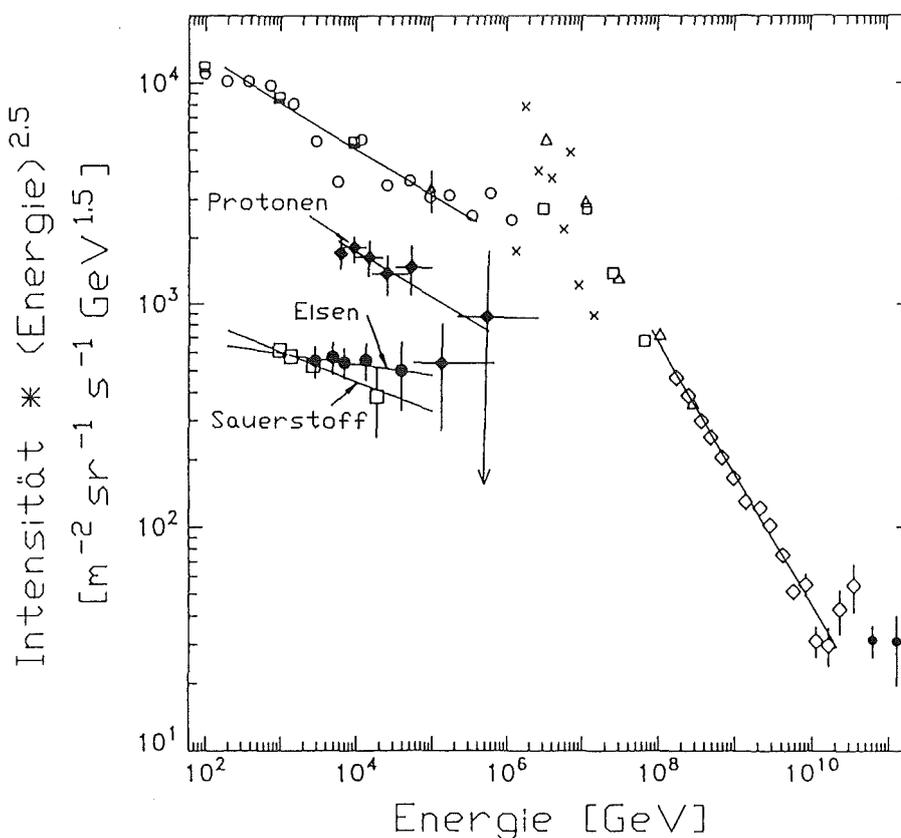


Abbildung 1.1.: Differenzielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung [Lin83]

Die primären Teilchen wechselwirken beim Eindringen in die Erdatmosphäre mit deren Atomkernen und lösen hierbei kaskadenartige Schauer von Teilchen (p,  $\mu$ , e,  $\gamma$ , ...) aus. Die dabei entstehenden sekundären Teilchen entdeckte Victor Hess in Ballonexperimenten als Höhenstrahlung bereits in den Jahren 1911-1912 [Hes11, Hes12]. Die direkte Messung der Primärstrahlung ist nur außerhalb der Erdatmosphäre mit hochfliegenden Ballon- bzw. Satellitenexperimenten möglich. Für höhere Energien (ca.  $> 5 \cdot 10^{13}$  eV) wird der Teilchenfluß der

---

Primärstrahlung jedoch so gering, daß diese Experimente wegen den erforderlichen langen Meßzeiten bzw. großen Detektorflächen nicht mehr realisierbar sind. Aus den direkten Messungen wurde die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich  $\sim 10^7$ - $5 \cdot 10^{13}$  eV bestimmt [Mue91]. Sie setzt sich hauptsächlich aus Protonen (ca. 50 %),  $\alpha$ -Teilchen (ca. 25 %), CNO-Gruppe (ca. 13 %), Fe (ca. 13 %) und  $e$ - $\gamma$  ( $\leq 1$  %) zusammen [Sok89].

Eine Alternative zu direkten Messungen ist der Nachweis der sekundären Teilchen mit erdgebundenen Detektoren und eine theoretisch fundierte Deutung der Beobachtungen hinsichtlich der Natur der primären Strahlung. Erdgebundene Experimente weisen die von den Primärteilchen ausgelösten Luftschauer nach, die hauptsächlich aus drei Schauerkomponenten bestehen: Elektronen-Photonen, Myonen und Hadronen. Ab Primärenergien von  $10^{14}$  eV erreichen Sekundärteilchen dieser Komponenten in großer Intensität Meeresniveau. Diese Erscheinung nennt man ausgedehnte Luftschauer.

Neben diesen Komponenten entstehen aus den Zerfällen von Pionen und Kaonen vor allem Neutrinos, welche jedoch schwierig nachzuweisen sind, sowie Luft-Cherenkov-Strahlung, die sich grundsätzlich beobachten läßt, sofern der Lichtuntergrund hinreichend gering ist (z.B. FLY'S EYE [Bal85]).

Zur Rekonstruktion der Natur und Energie des Primärteilchens aus Beobachtung der Luftschauer müssen möglichst viele Schauerparameter gemessen werden, d.h. Gesamtintensität, Lateral- und Ankunftszeitverteilung, und diese über eine Rückrechnung der Kaskadenentwicklung gedeutet werden. Das setzt eine genaue Kenntnis der Wechselwirkungen voraus und dies teilweise in Energiebereichen, die mit heutigen Beschleunigeranlagen nicht untersucht werden können. In die Extrapolation der Beschleunigerdaten fließen möglichst realistische theoretische Vorstellungen vor allem über die hadronischen Wechselwirkungen ein.

Das im Kernforschungszentrum Karlsruhe im Aufbau befindliche **KASCADE** (Karlsruhe Shower Core and Array Detector)- Experiment zielt auf die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Primärteilchen im Energiebereich von  $3 \cdot 10^{14}$  eV bis ungefähr  $10^{17}$  eV ab [Dol90], außerdem soll die hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung nach Hinweisen auf Punktquellen untersucht werden. Das Experiment besteht zum einen aus einem großflächigen Detektorarray (ca.  $40000 \text{ m}^2$ ) zur Bestimmung der elektromagnetischen und myonischen Schauerkomponente, zum anderen aus einem zentral angeordneten Hadron-Kalorimeter ( $16 \cdot 20 \text{ m}^2$ ) zur Messung der hadronischen Komponente. Außerdem werden unter dem Kalorimeter Vieldraht-Proportionalkammern zum Myonnachweis installiert. Diese Messung vieler Schauerkomponenten erlaubt es durch Ausnutzung von Korrelationen zwischen ihnen, Signaturen für Masse und Energie des Primärteilchens zu finden [Gab92].

Unsere Arbeitsgruppe beschäftigt sich mit dem Nachweis von Myonen mit Vieldraht-Proportionalkammern ('Multi-Wire-Proportional-Chamber': MWPC) unter dem Zentralkalori-

---

meter. Die Vieldraht-Proportionalkammern stammen aus dem CELLO-Experiment [Ale81] und werden für das KASCADE-Experiment unter anderem mit neuer Elektronik versehen. In der Experimentierhalle des Instituts wurde ein MWPC-Teststand aufgebaut, um im Vorfeld des Experiments Erfahrungen mit diesen Kammern zu sammeln, sie auf Betriebstauglichkeit zu testen und um für das experimentelle Konzept wichtige Vorversuche durchzuführen [Her93, Hor90, Mat93].

Um den MWPC-Teststand in Koinzidenz mit Luftschauern und damit momentan erhöhten Myonendichten zu betreiben, ( $\sim 0.1-0.2 \text{ m}^2$ ) wurde ein aus vier Detektorstationen bestehendes Mini-Array aufgebaut. Aufbau, Betrieb und Wirkungsweise dieses Mini-Arrays werden beschrieben.

Über die Messung der relativen Ankunftszeiten der Schauerfront in den einzelnen Stationen kann die Schauerrichtung bestimmt werden. Aus der Kenntnis der Schauerfront läßt sich dann eine Ankunftszeit der Schauerfront an einer beliebigen Detektorposition berechnen.

Die Detektorstationen bestehen aus je zwei übereinander liegenden Szintillatoren, wobei die untere Szintillatorplatte durch eine Blei-Eisen-Lage (10.6 Strahlungslängen) abgeschirmt ist. Hochenergetische  $e\text{-}\gamma$ -Teilchen können in dieser Abschirmung aufschauern. Solch ein Schauer kann die restliche Abschirmung durchdringen und wird im unteren Szintillator als sogenanntes Punch-Through-Ereignis beobachtet. Da die durchdringenden Myonen ähnliche Signale in den Detektoren hervorrufen können, war es die Aufgabe Kriterien zum Unterscheiden zwischen Punch-Through- und Myon-Ereignissen zu erarbeiten. Dazu wurde eine der Stationen geeignet ergänzt, um den durchdringenden Anteil der elektromagnetischen Schauerkomponente näher untersuchen zu können. Die Klassifizierung der damit aufgenommenen Ereignisse wurde zusätzlich durch Monte-Carlo-Simulationen des Detektorverhaltens theoretisch untersucht und unterstützt.

## 2 Experimenteller Aufbau

### 2.1 Mini-Array

Das Mini-Array besteht aus vier separaten Detektorstationen, wobei jeweils zwei westlich und zwei östlich der Experimentierhalle aufgestellt sind. Es ergänzt das Prototypkalorimeter [Mie93], sowie den Vieldraht-Proportionalkammern-Teststand [Mat93] (siehe Abb.2.1).

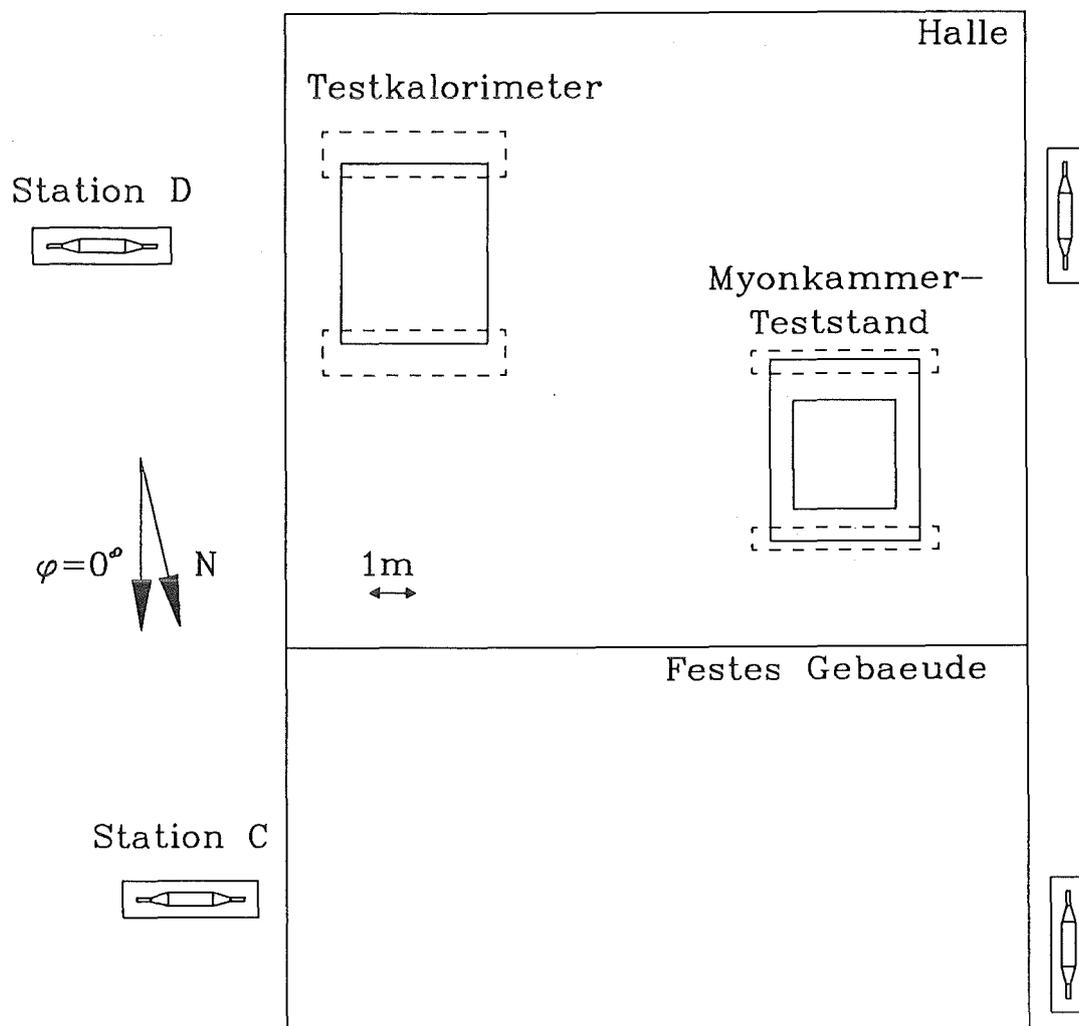


Abbildung 2.1 : Lageplan der einzelnen Stationen des Mini-Arrays um die Experimentierhalle, in welcher der Vieldraht-Proportionalkammern-Teststand, sowie das Testkalorimeter aufgebaut sind.

---

## 2.2 Detektorstation

Eine Detektorstation des Mini-Arrays (Abb.2.2) besteht aus zwei übereinander angeordneten Plastikszintillatorplatten (Nuclear Enterprise : NE102A) mit den Abmessungen  $100 \cdot 30 \cdot 1.5 \text{ cm}^3$ . Der obere Szintillator wird zum Bilden des Triggersignals und zur Zeitmessung benutzt und wird deshalb an beiden Enden über Lichtleiter und Photomultiplier (Valvo-XP2230B; aus Restbeständen anderer Experimente) ausgelesen. Der untere Szintillator ist vollständig von einer 5 cm dicken Bleiwand umgeben und besitzt eine Abdeckung aus 3 cm Eisen und 5 cm Blei (10.6 Strahlungslängen für senkrechten Einfall), was eine sehr gute Unterdrückung der nieder- bis mittlereenergetischen elektromagnetischen Schauerkomponente zur Folge hat. Er wird nur auf einer Seite ausgelesen.

Szintillator und Lichtleiter sind miteinander verklebt und in Aluminiumfolie als Reflexionsmaterial eingepackt. Die Photomultiplier sind fest mit Halterungen an den Lichtleitern befestigt. Der Übergang vom Lichtleiter zum Photomultiplier ist mit Optical Grease (NE586) realisiert. Die gesamte Einheit ist zusätzlich in lichtdichte Folie eingepackt und mit lichtdichtem Tape umwickelt. Der ganze Detektor steht auf einer 8 cm dicken Spanholzplatte. Ein Deckel aus 3 mm Stahlblech, der innen zusätzlich mit 1.5 cm Styroporplatten wärmeisoliert ist, umschließt den gesamten Detektoraufbau und schützt vor Umwelteinflüssen.

Eine der Detektorstationen (Station D) wurde für die Untersuchung des Anteils der die Abschirmung durchdringenden e- $\gamma$ -Komponente ausgebaut (siehe Abb.2.3). Der zusätzliche Detektorteil besteht aus einem einseitig ausgelesenen Szintillator und entspricht dem oben beschriebenen unteren Szintillator einer Normalstation (A, B, C). Der Szintillator liegt zusätzlich unter 10 cm Blei und 4 cm Eisen, was weiteren 20.2 Strahlungslängen für senkrechten Einfall entspricht. Umgeben wird er von einer 10 cm dicken Bleiwand.

Stahlblechgehäuse

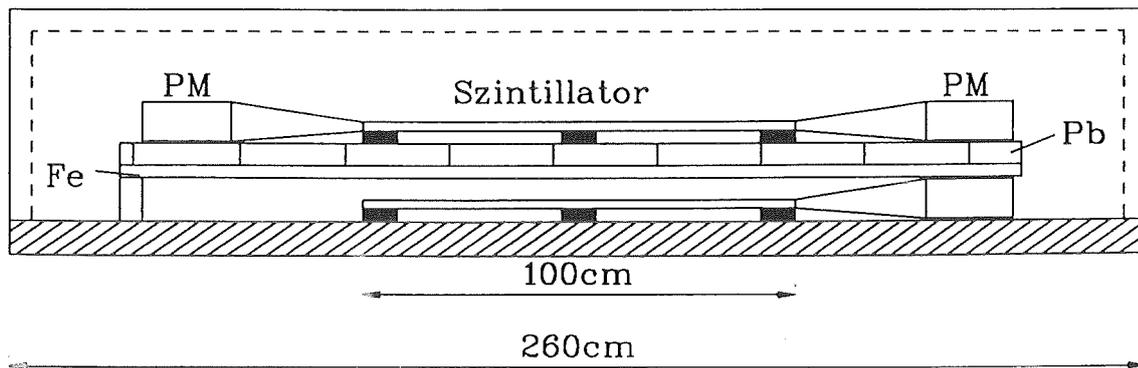


Abbildung 2.2 : Schematischer Aufbau einer einfachen Detektorstation (A,B,C)

Stahlblechgehäuse

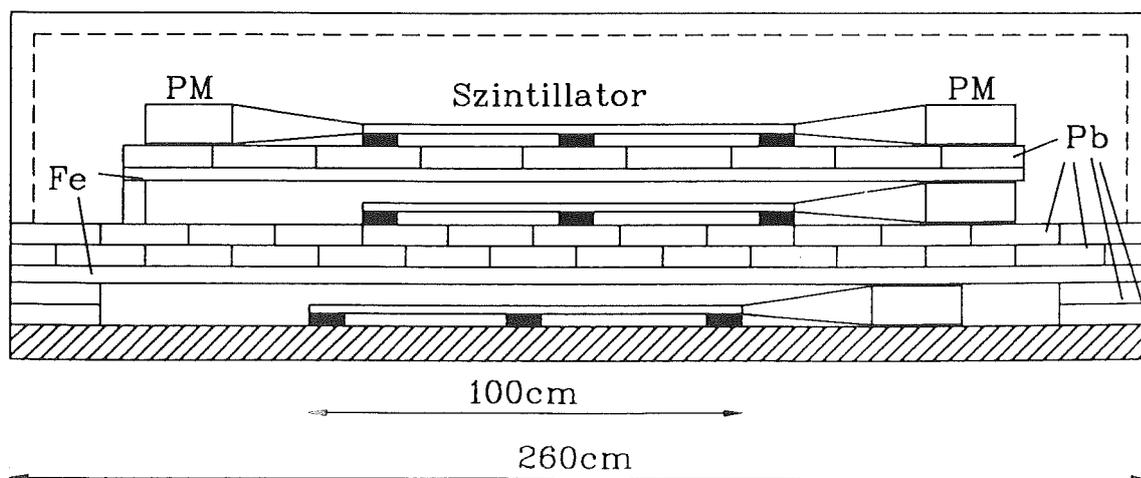


Abbildung 2.3 : Schematischer Aufbau der erweiterten Detektorstation (D)

---

## 2.3 Meßelektronik

Die Signale der oberen Szintillatoren werden zur Erkennung von Luftschauern benutzt. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis der oberen Szintillatorsignale zu erhalten, werden die Signale bereits in den Detektorstationen von schnellen Vorverstärkern (LeCroy VV100b) 10-fach verstärkt. Zur Spannungsversorgung dieser Verstärker ist deswegen in jeder Detektorstation ein Netzgerät vorhanden. Vom Ausgang des Verstärkers (oberer Detektor) bzw. direkt vom Photomultiplierausgang (unterer Detektor) werden die Signale über 40 m lange 50- $\Omega$ -Kabel in die Experimentierhalle geführt. Der Aufbau der sich dort befindlichen Meßelektronik, die in Abbildung 2.4 dargestellt ist, läßt sich in drei Aufgabengebiete unterteilen:

- ◆ Ableitung eines Triggersignals für Luftschauer
- ◆ Messung der Signalankunftszeiten zur Richtungsrekonstruktion und Offline-Koinzidenzbestimmung
- ◆ Messung der deponierten Energien, z.B. um die Diskriminatorschwellen kontrollieren und nachregeln zu können

Die ankommenden Signale der oberen Detektoren werden passiv gesplittet. Die Schwelle im Diskriminator ( $EG_E$  G-ESN 8000CF) des einen Signalzweiges liegt unter der Energieschwelle minimalionisierender Teilchen (siehe Kap.3.1). Das Diskriminatorausgangssignal besitzt eine Breite von 20 ns, um zu garantieren, daß die Signale der beiden oberen Kanäle einer Detektorstation sich in einer Koinzidenzeinheit (LeCroy 622) überlagern. Diese Koinzidenz soll Untergrund unterdrücken. Die vier Signale der einzelnen Stationen werden dann auf eine weitere Koinzidenzeinheit geführt. Hier wird das Triggersignal definiert, indem von zwei-, drei- oder vier- der vier Stationen ein gleichzeitiges Signal gefordert wird. Das Ausgangssignal geht als Ereignis-Trigger auf den Eingang eines Fastgates. Von diesem sogenannten Fastgate aus werden dann die TDCs (Time to Digital Converter; LeCroy 2228A) gestartet, welche ihr jeweiliges Stoppsignal vom ersten Diskriminator über ein Digitaldelay (S.E.E SACLAY) um 120 ns verzögert bekommen. Das Gate für die ADCs (Analog to Digital Converter, LeCroy 2249A) wird vom Fastgate-Ausgang über einen zusätzlichen Impulsverlängerer (190 ns) erzeugt. Der andere Teil des gesplitteten Signals der oberen Detektorsignale geht über Kabel delays (120 ns) auf einen Vierfachabschwächer mit einer kapazitiven Dämpfung von 10  $\mu$ F am Ausgang, der von der Elektronik produziertes Störgeräusch dämpft. Von dort gelangen die Signale in einen ADC. Die Signale der unteren Detektoren gehen erst in der Experimentierhalle auf einen Verstärker (LeCroy 612A), von dort dann über ein Kabel delay, ebenso auf einen

---

Vierfachabschwächer mit 10  $\mu$ F Dämpfung am Ausgang und schließlich auf einen ADC-Kanal (LeCroy 2249A). Die Verstärkung ( $\sim x 6$ ) ist notwendig, da vom Verstärker zusätzlich ein Signal auf einen Diskriminator geht, welches bei den Eichmessungen benützt wird (siehe Kap.4.1). Die beiden Signalzweige der unteren Detektoren der ausgebauten Station D werden (ab Oktober '92) zusätzlich nach der Delayleitung passiv gesplittet und dann einmal direkt zum anderen vierfach untersetzt auf einen ADC-Kanal gegeben, um in einem größeren Energiebereich messen zu können.

Legende zu Abbildung 2.4 :

PM	: Photomultiplier : Valvo-XP2230b PM : A1-D4
Ampl	: LeCroy:Six-Channel Variable Amplifer 612AM
AmplII	: LeCroy: Fast Preamplifer Fixed ( x 10 ) VV100b
Splitt	: 50- $\Omega$ -Passiv-Splitt
CFD	: Constant Fraction Discriminator OCT-CF Disc CF-8000 ( EG <sub>e</sub> G-ESN )
Coin	: Koinzidenzunit : LeCroy 622
2-4/4 Coin	: Koinzidenzeinheit mit wählbarer Koinzidenzbedingung
Fast Gate	: Camac Forte Rapide
Gate Generator	: LeCroy Quad Discriminator 821, als Gate-Generator benutzt !
Dig.Delay	: S.E.E SACLAY ( 120 ns )
Delay	: Kabeldelay-120ns
TDC	: Time to Digital Converter LeCroy 2228A
1/4	: 1/4 Signalabschwächer mit 10 $\mu$ F Dämpfung am Ausgang
ADC	: Analog to Digital Converter : LeCroy 2249A
/40m/	: 40 Meter Signalkabel



---

## 2.4 Datenaufnahme

Die gesamte Datenaufnahme, sowie die komplette Hochspannungsversorgung wird von einem PC (486DX-33 MHz) aus gesteuert. Die Datenauslese eines CAMAC-Crates erfolgt mittels eines PC-CAMAC-Interfaces. Das Meßprogramm MYDAS [Kre93] ist sehr komfortabel ausgestattet. Scaler-, TDC-, ADC-Kanäle oder die Anzahl zu erstellender Verteilungen lassen sich übersichtlich in einem Konfigurations-File definieren. Die aufgenommenen Daten werden dann vom Programm auf Festplatte weggeschrieben und können über Netzwerk zu anderen Rechnern transferiert werden. In diesem Fall ist es ein Großrechner IBM-3090 des Rechenzentrums, dessen Massenspeicher zur Sicherung der Meßdaten dienen. Neben der Datennahme für das Mini-Array wird hiermit auch die Datenaufnahme für die Vieldraht-Proportionalkammern, sowie der Luftdruck gemessen. Ein weiterer Ausbau des Programms ist vorgesehen.

Die Datenstruktur ist blockweise aufgebaut. Einem Konfigurationsblock, der die Startzeit der Messung, sowie den Anfangszustand des Experiments beinhaltet, folgen die einzelnen Datenblöcke, die sich wiederum in ADC-, TDC-, Scaler- und Kammer-Datenblöcke aufteilen. Diese Blockstruktur erlaubt einen zielgerichteten Zugriff auf die einzelnen Meßdaten. Die nicht an ein Ereignis gekoppelten Luftdruckwerte, sowie auch Unterbrechungen im Meßbetrieb werden in separaten Datenblöcken dokumentiert. Das Daten-File wird schließlich von einem End-Of-File-Block abgeschlossen. Dieser Block enthält den Endzustand der Messung, sowie die Gesamtmeßzeit.

Die Datenanalyse fand entweder auf einem PC-386-16 MHz, bzw. an der KfK-Großrechenanlage an einer IBM-3090 statt. Hierfür wurden Konvertier- und Auswerte-Programme erstellt.

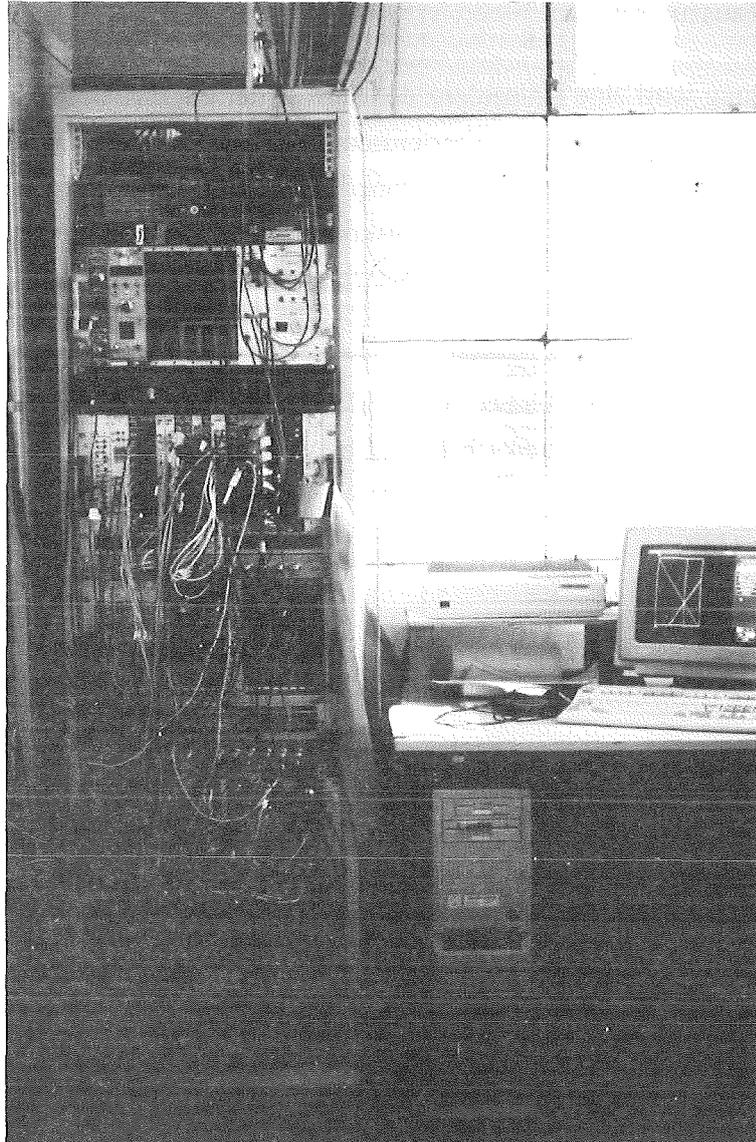


Abbildung 2.5 : Meß- und Auslese-Elektronik, sowie der zur Experimentsteuerung und Datenaufnahme benutzte Personal-Computer

---

## 3 Betrieb als Trigger auf Luftschauer

Die Aufgabe des Mini-Arrays ist es, den Prototypenordnungen, insbesondere dem Teststand für die Vieldraht-Proportionalkammern, die Anwesenheit eines Luftschauers anzuzeigen und die Aufnahme der Meßdaten durch die Meßelektronik und deren anschließende Übertragung auf den Computer auszulösen.

Als Triggerbedingung wird eine Koinzidenz der Signale der um das Gebäude verteilten Detektorstationen innerhalb eines geeigneten Zeitfensters (120 ns) gefordert. Das Signal einer einzelnen Station wird als gültig akzeptiert, wenn innerhalb von 20 ns die beiden Photomultipliersignale vom oberen Szintillator über der Diskriminatorschwelle anliegen. Das Zeitfenster von 20 ns erweist sich als nötig, um Geometrieeffekte des Szintillators und Laufzeitunterschiede abzudecken.

Die Triggerbedingung des Mini-Arrays, ob zwei, drei oder vier von vier Stationen angesprochen haben müssen, ist an einer Logikschaltung frei wählbar.

### 3.1 Diskriminatorschwellen

Die Detektorsignale stammen von der beim Teilchendurchgang deponierten Energie im Szintillator. Das Szintillatorlicht wird in Photomultipliern in elektrische Impulse umgewandelt. Um ein möglichst gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis an der Elektronik zu erhalten, werden die PM-Signale der oberen Szintillatoren bereits nach den Photomultipliern, bevor sie in die Meßhalle geleitet werden, in den einzelnen Stationen verstärkt.

Die unterschiedlichen Charakteristiken der verwendeten Photomultiplier machen es notwendig die einzelnen Photomultiplier mit unterschiedlichen Hochspannungen zu betreiben. Die in der Halle ankommenden Signale werden auf je einen Diskriminator geführt. Dessen Diskriminatorschwelle wurde so eingestellt, daß einerseits Signale minimalionisierender Teilchen über der Schwelle liegen, andererseits Rauschsignale stark unterdrückt werden.

Um einen solchen Kompromiß bei der Einstellung zu erreichen, wurden zunächst für jeden einzelnen Detektorkanal Eichspektren aufgenommen, dann unter Koinzidenzbedingung der beiden oberen Signale und schließlich für die Koinzidenz aller drei Detektorsignale einer Station. Die letzte Bedingung erlaubt die beste Einstellung der Diskriminatorschwellen (Abb.3.1). Die Breite des Ausgangssignals des Diskriminators bestimmt das Zeitfenster in dem

die beiden Signale einer oberen Station als koinzident angesehen werden. Das Zeitfenster wurde auf 20 ns (siehe Kap.4.2.1) eingestellt, um die maximalen Laufzeitunterschiede der beiden Meßkanäle zu berücksichtigen und mögliche Koinzidenzen auf jeden Fall zu erkennen. Für das Zeitfenster der Koinzidenz der Detektorstationen müssen neben den Laufzeitunterschieden der Meßkanäle ebenso die unterschiedlichen Ankunftszeiten, sowie die Fluktuationen, welche sich aus der Schauerdicke und Teilchendichte ergeben, berücksichtigt werden. Die Addition dieser Maximalabweichungen führt zu einem Koinzidenzfenster von 120 ns (siehe Kap.4.2.1).

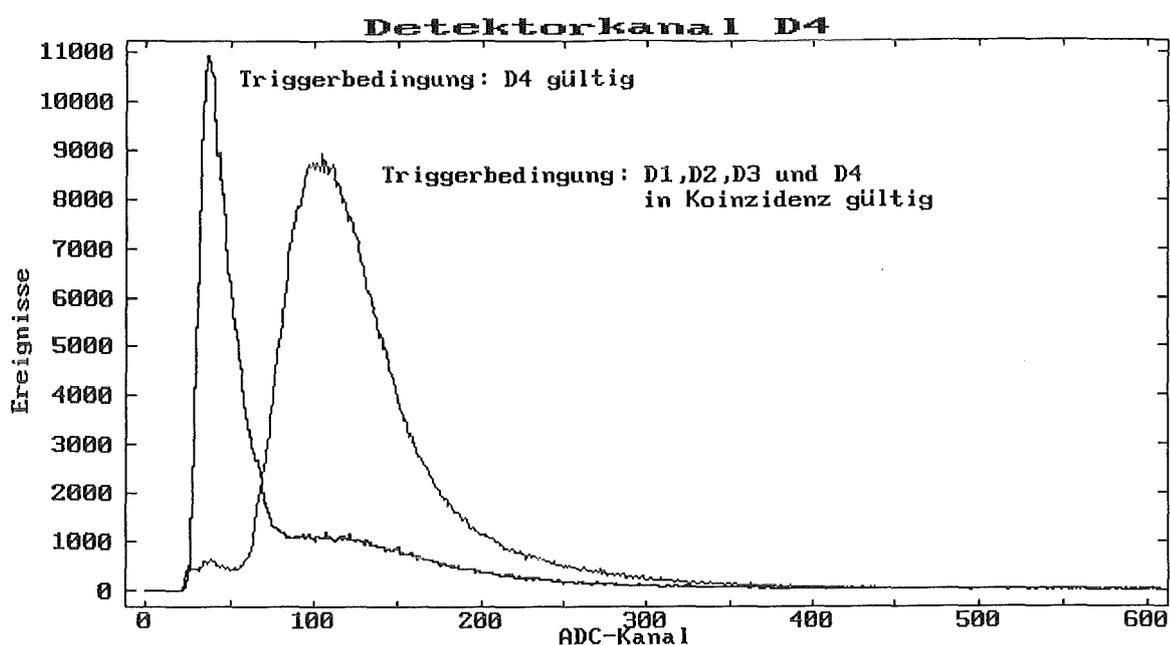


Abbildung 3.1 : Impulshöhenspektrum bei unterschiedlichen Triggerbedingungen für Detektorkanal D4 (Signal des unteren Szintillators der ausgebauten Station D)

Triggerbedingung D4 gültig: Das Signal des unteren Szintillators der umgebauten Station D liegt über seiner Diskriminatorschwelle.

Triggerbedingung D1, D2, D3 und D4 in Koinzidenz gültig: Die Signale des oberen (D1 und D2), sowie die Signale des mittleren (D3), als auch des unteren Szintillators liegen innerhalb eines Zeitfensters von 20 ns über ihren Diskriminatorschwellen.

---

## 3.2 Ansprechverhalten

### 3.2.1 Gemessene Ereignisraten

Die Einzelzählraten der Meßkanäle nach dem jeweiligen Diskriminator liegen bei ungefähr 3500-6000 min<sup>-1</sup>, je nachdem wo die Diskriminatorschwelle gesetzt wird. Im ersten und zweiten Meßabschnitt (Meßperiode 1 und 2) wurde die Diskriminatorschwelle knapp vor den Anstieg des Einteilchenpeaks minimalionisierender Teilchen, im dritten Meßabschnitt wurde die Diskriminatorschwelle deutlich ins Rauschsignal vor den Einteilchenpeak gelegt. Eine niedrigere Diskriminatorschwelle läßt sich größtenteils offline an den Meßdaten korrigieren, indem ein Energiedeposit in dem oberen Szintillator gefordert wird, der einer höheren Diskriminatorschwelle entspricht. Die Koinzidenzzählraten einer Station (Links-Rechts-Koinzidenz) liegen bei ungefähr 3200 m<sup>-1</sup> (1. und 2. Meßperiode) bzw. 5300 m<sup>-1</sup> (3. Meßperiode), was etwa 80-90 % der Einzelzählraten entspricht. Die Koinzidenzrate für Koinzidenz 2 von 4 Detektorstationen liegt bei ungefähr 530-540 h<sup>-1</sup>, für 3 von 4 Stationen bei ca. 80 h<sup>-1</sup> und für 4 von 4 Stationen bei ca. 26 h<sup>-1</sup>.

Für die Rate zufälliger Koinzidenzen können obere Schranken angegeben werden (siehe Tab.3.1a und Tab.3.1b):

Es gebe eine Gesamtzahl von N Detektoren mit einheitlicher, unkorrelierter Zählrate (z). Mit der Koinzidenzauflösungszeit t (120 ns) ergibt sich die Rate K<sub>n</sub> des zufällig koinzidenten Ansprechens von n Detektoren aus :

$$K_n = z^n \cdot \tau^{n-1} \cdot \frac{N!}{(N-n)! \cdot n!}$$

Für N=2 Detektoren ergibt sich die bekannte Beziehung :  $K = z_1 \cdot z_2 \cdot \tau$

Sind die Zählraten der verschiedenen Detektorstationen nicht gleich, so stellt K<sub>n</sub>(z) eine obere Grenze dar, wobei sich z als Mittelwert der Einzelzählraten errechnet [Han91]. Mit diesen Beziehungen werden die Raten für zufällige Koinzidenzen zwischen den Detektoren ermittelt. Es werden reine Zufallskoinzidenzen, d.h. untereinander unkorrelierte Signale der einzelnen Stationen bilden eine Koinzidenz berechnet. Auch die Raten für hochgestufte echte Koinzidenzen (d.h. eine n-fach-Koinzidenz wird durch weitere zufällige Signale als (n+1)-fache Koinzidenz, bzw. (n+2)-fache Koinzidenz erkannt) werden berechnet (siehe Tab.3.1a und Tab.3.1b).

### Meßperiode 1 und 2

Koinzidenzbedingung	2 von 4	3 von 4	4 von 4
gemessene Raten	530 h <sup>-1</sup>	80 h <sup>-1</sup>	26 h <sup>-1</sup>
zufällige Raten	< 7.4 h <sup>-1</sup>	< 3.1 · 10 <sup>-5</sup> h <sup>-1</sup>	< 5.5 · 10 <sup>-11</sup> h <sup>-1</sup>
hochgestufte echte 2 von 4 Ereignisse	-	< 1.9 h <sup>-1</sup>	< 3.0 · 10 <sup>-6</sup> h <sup>-1</sup>
hochgestufte echte 3 von 4 Ereignisse	-	-	< 0.3 h <sup>-1</sup>

Tabelle 3.1a : Raten der einzelnen Koinzidenzklassen, zufälliger Koinzidenzen und Koinzidenzhochstufungen in höhere Ereignisklassen

### Meßperiode 3

Koinzidenzbedingung	2 von 4	3 von 4	4 von 4
gemessene Raten	540 h <sup>-1</sup>	80 h <sup>-1</sup>	26.5 h <sup>-1</sup>
zufällige Raten	< 20.2 h <sup>-1</sup>	< 1.4 · 10 <sup>-4</sup> h <sup>-1</sup>	< 3.8 · 10 <sup>-10</sup> h <sup>-1</sup>
hochgestufte echte 2 von 4 Ereignisse	-	< 5.0 h <sup>-1</sup>	< 1.2 · 10 <sup>-5</sup> h <sup>-1</sup>
hochgestufte echte 3 von 4 Ereignisse	-	-	< 0.9 h <sup>-1</sup>

Tabelle 3.1b : Raten der einzelnen Koinzidenzklassen, zufälliger Koinzidenzen und Koinzidenzhochstufungen in höhere Ereignisklassen

Aus diesen Abschätzungen folgt, daß mindestens 97 % aller aufgenommenen Ereignisse echte Luftschauerereignisse sind. Das Einsortieren von Ereignissen in höhere Koinzidenzklassen, maximal 6 % aller 3/4 von 4 Ereignisse, wirkt sich hauptsächlich bei der Berechnung der Schauerfront aus (siehe Kap.4), da dort ein zufälliges, zusätzliches Signal im allgemeinen zu falschen Ergebnissen führt.

### 3.2.2 Myonenfluß

Der Myonenfluß durch eine waagrechte Fläche beträgt  $J_\mu(p_\mu > 0.2 \text{ GeV}) = 1.62 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , bzw.  $J_\mu(p_\mu > 0.45 \text{ GeV}) = 1.47 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [All84]. Hieraus berechnet sich der Fluß durch die Fläche eines Szintillators ( $0.3 \text{ m}^2$ ) zu  $2916 \text{ min}^{-1}$  bzw.  $2646 \text{ min}^{-1}$ . Der sichtbare Raumwinkelbereich ist von der Detektorgeometrie bei den jeweiligen geforderten Triggerbedingung abhängig. Es muß also bei der Berechnung des zu erwartenden Flusses eine Reduktion des sichtbaren Raumwinkels berücksichtigt werden. Dieser eingeschränkte Raumwinkel wirkt sich auf die zu erwartete Zählrate aus und wird in einer einfachen Monte-Carlo-Rechnung ermittelt. Die erwarteten und die gemessenen Zählraten sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Die gemessenen Zählraten der einzelnen Meßkanäle liegen deutlich über den aus dem bekannten Myonenfluß ermittelten Werten. ADC-Spektren, welche nur mit Koinzidenz der beiden oberen Signale eines Detektors aufgenommen werden, zeigen, daß der Zählratenunterschied klar dem Untergrund (hervorgerufen durch Photonen und niederenergetische Elektronen) zuzuordnen ist, der auch mit der gewählten Koinzidenzschaltung nicht ausreichend unterdrückt werden kann. Er beruht hauptsächlich auf der geringen Dicke der Plastikszintillatorplatten von  $1.5 \text{ cm}$ , was für minimalionisierende Myonen eine geringe Energiedeposition, welche zudem stark fluktuiert, zur Folge hat. Somit sind die Diskriminatorschwellen recht niedrig einzustellen und es erfolgt nur eine relativ schlechte Trennung von Einteilchenpeak minimalionisierender Myonen und dem hauptsächlich aus niederenergetischer elektromagnetischer Strahlung bestehenden Untergrund (siehe Abb.3.1).

Ereignis-trigger	oben einseitig	oben links-rechts-Koinzidenz	oben links-rechts unten Koinzidenz	oben links-rechts mitte-unten Koinzidenz (Station D)
erwartete Rate*	$2916 \text{ min}^{-1}$ (100 %)	$2916 \text{ min}^{-1}$ (100 %)	$1720 \text{ min}^{-1}$ (59 %)	$820 \text{ min}^{-1}$ (31 %)
gemessene Raten	$3500\text{-}6000 \text{ min}^{-1}$	$3200\text{-}5300 \text{ min}^{-1}$	$1200\text{-}1700 \text{ min}^{-1}$	$600\text{-}800 \text{ min}^{-1}$
Abweichung	+ (20-100) %	+ (10-80) %	- (1-30) %	- (2-27) %

\*durch Koinzidenzbedingung eingeschränkter Raumwinkel reduziert die erwartete Zählrate auf einen prozentualen Anteil von der Zählrate für den mit nicht eingeschränkten Raumwinkel

Tabelle 3.3 : Gemessene Ereignisraten und erwartete Myonrate bei verschiedenen Triggerbedingungen aus (sieben) Eichmessungen

Für die Berechnung der Zählrate bei der 4er-Koinzidenz in der ausgebauten Detektorstation D muß zusätzlich ein kleinerer Myonfluß zugrunde gelegt werden, da Myonen mit Impulsen bis etwa 450 MeV in der zweiten Schicht der Abschirmung gestoppt werden. Weiterhin wird die Zählrate auch dadurch reduziert, daß die Dicke der Abschirmung und damit die Energieschwelle für Myonen mit dem Zenitwinkel anwächst ( $\propto 1/\cos(\theta)$ ). Diese Effekte können die etwas niedriger als erwartet liegende Zählrate bei den geforderten verschärften Koinzidenzbedingungen (links-rechts-unten und links-rechts-mitte-unten) erklären.

### 3.2.3 Simulation

Die Energieschwelle für ein freistehendes Detektorarray zum Nachweis der elektromagnetischen Schauerkomponente wird zum einen durch den Abstand der einzelnen Stationen untereinander, sowie durch die Detektorgeometrie selbst beeinflusst. Die Dicke der durchquerten Luftschicht, welche wiederum über den Einfallswinkel bestimmbar ist, wirkt sich direkt auf die Intensitäten der Sekundärteilchen aus. Eine Abschätzung des Ansprechverhaltens des Mini-Array wird unter vereinfachten Randbedingungen durchgeführt.

Die Schauergröße  $N_e$  eines  $\gamma$ -induzierten Luftschauers ergibt sich aus der longitudinalen Schauerentwicklung [Coc61]:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\beta_0^{1/2}} \exp \left\{ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right\}$$

$$\text{mit } \beta_0 = \ln \frac{E_0}{E_c} \quad , \quad s = \frac{3t}{t+2\beta_0} \quad \text{Formel 3.1}$$

Dabei ist :

$N_e$	: Anzahl der Elektronen
$E_0$	: Primärenergie
$t = x / x_0$	: Dicke der Luftschicht in Strahlungslängen $x_0$
$E_c$	: kritische Energie, für Luft = 82 MeV
$s$	: longitudinales Schaueralter

Die untere Energieschwelle der simulierten Schauer wurde zu  $10^{14}$  eV gewählt; Schauer mit niedrigeren Energien besitzen auf Detektorniveau ( $\sim 110$  m) bereits derart kleine Teilchendichten, daß sie nicht mehr nachgewiesen werden können.

Der Fluß der primären Teilchen fällt für Energien oberhalb  $10^{14}$  eV mit  $E^{-2.85}$  ab [All84]. Oberhalb der Atmosphäre besitzt die Primärstrahlung eine isotrope Richtungsverteilung. Daraus ergibt sich der Azimutwinkel als gleichverteilt und der Zenitwinkel als sinusverteilt. Die Dicke der durchquerten Luftschicht und damit die effektive Massenbelegung wird einmal über den Einfallswinkel, sowie über die Dichte in den einzelnen Luftschichten ermittelt.

Die Dichte der Luft wird mit Hilfe der barometrischen Höhenformel berechnet :

$$\rho(h) = \rho_0 e^{\left(-\frac{h}{K}\right)}$$

mit  $\rho_0 = 1.205 \text{ g/cm}^3$  und  $K = (m \cdot g)/(K \cdot T) = 856946 \text{ cm}$ .

Die laterale Verteilung der Teilchen eines Schauers wird in guter Näherung durch die sogenannte NKG-Formel [Gre56] beschrieben :

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{2\pi r_m^2} C(s) \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad \text{Formel 3.2}$$

wobei  $0.6 < s < 1.8$  und  $0.01 < r/r_m < 10$  gilt.

Dabei ist :

- $\rho_e$  : Elektronendichte
- $r$  : Abstand zum Schauerzentrum
- $r_m$  : Molière Radius, für Luft auf Meereshöhe ungefähr 80 Meter
- $s$  : longitudinales Schaueralter
- $C(s)$  : Normierungsfaktor

Diese Formeln gelten streng genommen nur für  $\gamma$ -induzierte Luftschauer, weswegen sich bei Anwendung auf hadronisch induzierte Luftschauer Abweichungen ergeben. Diese Abweichungen sind aber tolerierbar und die Vereinfachungen sinnvoll, da sich der elektromagnetische Anteil eines Hadron-Schauers näherungsweise als eine Überlagerung vieler  $\gamma$ -Schauer beschreiben

---

läßt. Andernfalls müßte auf vollständige Simulation der Wechselwirkungen bis auf Detektorniveau (z.B. CORSIKA<sup>1</sup>) zurückgegriffen werden. Dies wäre allerdings mit unverhältnismäßig hohem Rechenaufwand verbunden, was den Rahmen einer einfachen Abschätzung sprengen würde, welche bereits ca. 24 h CPU-Rechenzeit für ca.  $5 \cdot 10^4$  Ereignisse benötigte.

Aus den nach Monte-Carlo gewürfelten Werten der Primärenergie und der Einfallrichtung ergibt sich nach Formel 3.1 jeweils ein Schaueralter und eine Schauergröße ( $N_e$ ). Mit diesen beiden Schauerparametern wird dann die Elektronendichte in Abhängigkeit von der Entfernung zum Schauerzentrum berechnet (Formel 3.2). Der Auftreffpunkt des Schauers auf den Erdboden wird gleichverteilt ausgewürfelt (innerhalb eines Quadrats um den Arrayschwerpunkt mit 600 m Seitenlänge). Nun wird die Teilchendichte am Ort der einzelnen Detektorstationen bestimmt. Diese wird zusätzlich mit einer Poisson-Verteilung gefaltet, um Fluktuationen in den Teilchendichten zu berücksichtigen, und ergibt dann die in den Detektorstationen meßbare Teilchenanzahl. Analog zu den Messungen wird eine Triggerschwelle des Einzeldetektors zu einem Teilchen festgelegt. Das Energiespektrum der Elektronen im Schauer, sowie die Detektoreigenschaften, wie Inhomogenität und Energieauflösung, bleiben unberücksichtigt.

Im Meßaufbau werden zum Auslösen des Array-Triggers, je nach Hardware-Triggerbedingung mindestens zwei, drei bzw. genau vier Detektorstationen mit Signalen über der Triggerschwelle gefordert. Deshalb erfolgt bei der Simulation eine Klassifizierung in drei Ereignisklassen: genau 2/3/4 von 4 Detektorstationen haben die angegebene Bedingung erfüllt.

Die mit dieser Simulation erhaltenen Ergebnisse kann man wie folgt zusammenfassen:

Kleine Schauer ( $N_e$ ) in der Nähe der unteren Energieschwelle können den Ereignistrigger nur auslösen, wenn sie das Mini-Array zentral treffen. Je größer ein Schauer ist, desto wahrscheinlicher wird es, daß er das Mini-Array zum Ansprechen bringt, auch wenn sein Schauerzentrum weiter entfernt liegt. Aus den Verteilungen der Schauergröße über Abstand zum Schauerzentrum (Abb.3.2) ist kein Rückschluß auf den Abstand des Arrayschwerpunktes zum Schauerzentrum möglich. Der mittlere Abstand liegt bei allen Ereignisklassen bei etwa 45 m. Das Verschärfen der Triggerbedingung (statt zwei von vier Stationen das Ansprechen von drei, bzw. vier von vier Stationen) verschiebt die detektierten Schauer im Mittel zu größeren Schauergrößen bzw. höheren Primärenergien, so daß sich Schauer mit niedrigeren bzw. höheren Energien über die Wahl der Koinzidenzklasse anreichern lassen.

Da die Verteilungen der Schauerenergien, bzw. Teilchenenergien (Abb.3.3) sehr breit sind erlauben sie für die Energieschwelle des Mini-Arrays jeweils nur eine Abgrenzung nach unten, diese liegt bei etwa  $10^{14}$  eV und entspricht der durch die Atmosphärendicke gegebenen Schwelle. Das Maximum dieser Verteilung liegt für zwei, drei, bzw. vier von vier Ereignissen bei

---

<sup>1</sup> CORSIKA, Schauersimulationsprogramm [Cap92]

Primärenergien von ca.  $5 \cdot 10^{14}$  eV, ca.  $10^{15}$  eV, bzw. von ca.  $2 \cdot 10^{15}$  eV. Entsprechend liegen die Maxima für die Schauergröße bei ca.  $2.5 \cdot 10^4$ ,  $6.3 \cdot 10^4$ , bzw.  $2.5 \cdot 10^5$  Elektronen pro Schauer.

Ferner ist festzustellen, daß auch eine Ermittlung der Entfernung über die Anzahl der getroffenen Detektorstationen, sowie den gemessenen Teilchendichten nicht möglich ist (siehe Abb.3.4). Eine solche Bestimmung erfordert die Kenntnis der Schauergröße und der Lateralverteilung der Elektronen. Eine derartige Untersuchung ist deshalb grundsätzlich nur an einem großen Detektorarray mit genügend Meßpunkten durchführbar.

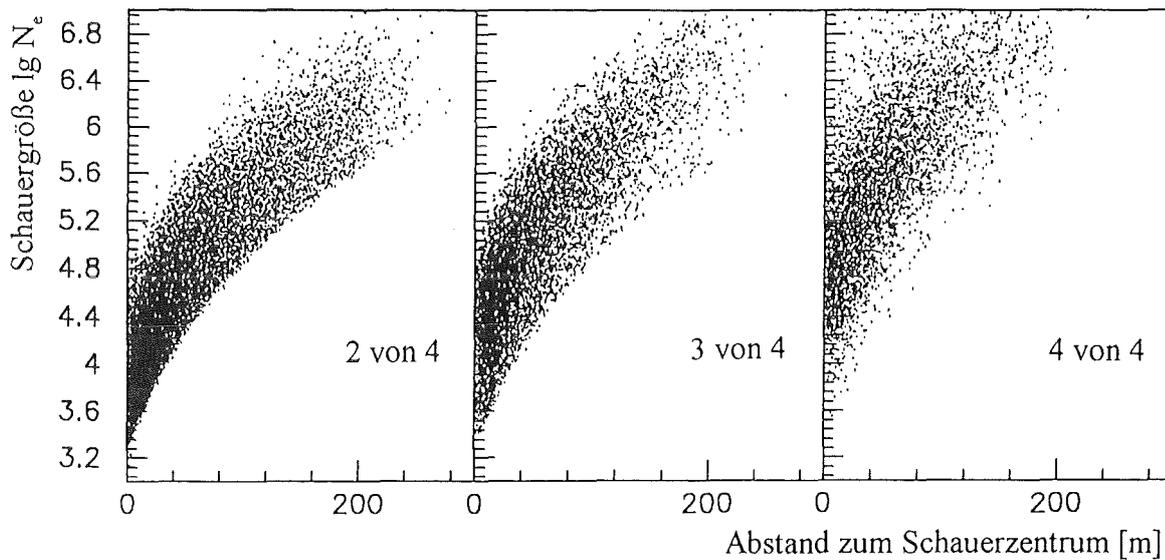


Abbildung 3.2 : Schauergröße ( $N_e$ ) über Abstand zum Schauerzentrum bei verschiedenen Triggerbedingungen

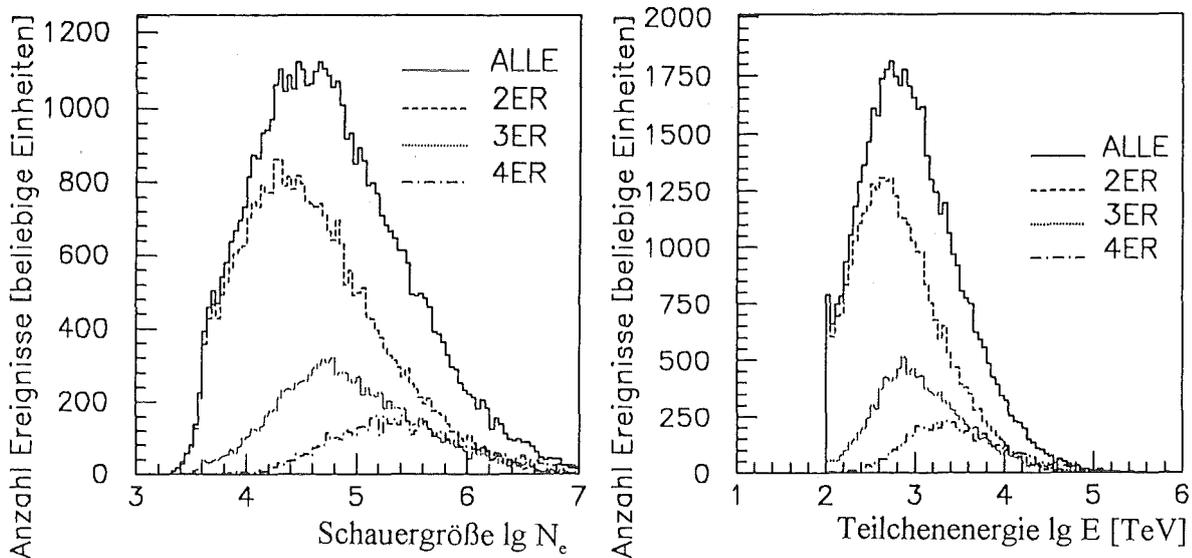


Abbildung 3.3 : Primärenergie, Schauergröße bei verschiedenen Triggerbedingungen

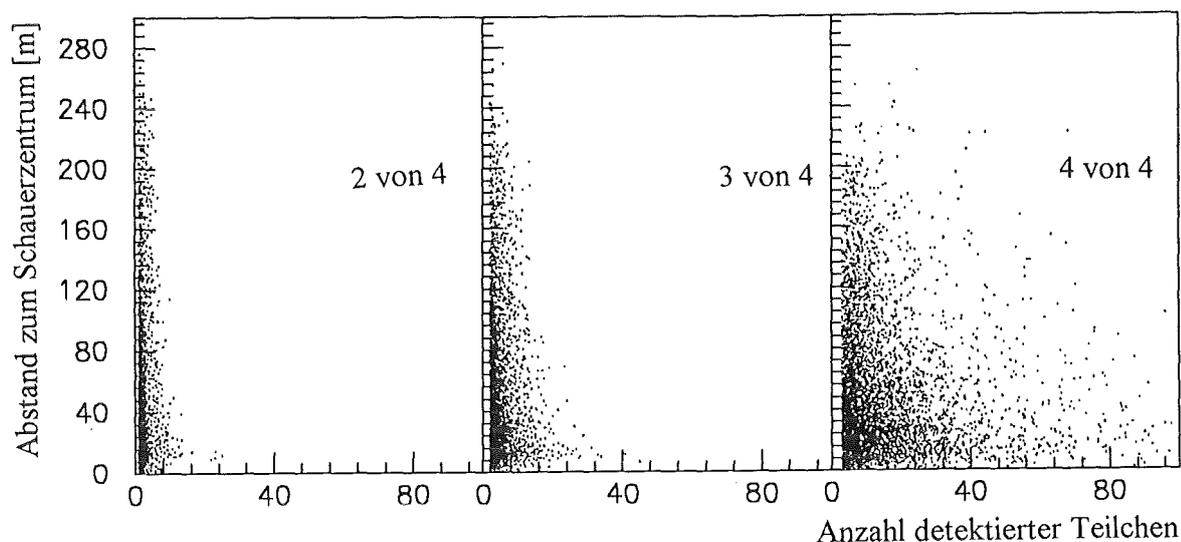


Abbildung 3.4 : Abstand zum Schauerzentrum über Anzahl der in allen vier Detektoren nachgewiesenen Teilchen bei verschiedenen Triggerbedingungen

Die Flächeninhalte unter den Verteilungen der verschiedenen Ereignisklassen (2/3/4 von 4 in Abb.3.3) entsprechen dem prozentualen Anteil dieser Klassen, wenn auf die Gesamtfläche aller getriggerten Ereignisse (Alle) normiert wird.

Der Vergleich der simulierten und der gemessenen Ratenverteilungen (Tab.3.2) weist deutliche Unterschiede auf.

Koinzidenzgrad	2 von 4	3 von 4	4 von 4
simulierte Verteilung	65.2 %	22.9 %	11.9 %
Meßperiode 1 u. 2	80.9 %	14.2 %	4.9 %
Meßperiode 3	80.0 %	15.2 %	4.8 %

Tabelle 3.2 : Verteilung der Raten der 2/3/4 von 4 Koinzidenzereignissen

Es zeigt sich, daß die Änderung der Diskriminatorschwelle in Meßperiode 3 praktisch keinen Einfluß auf diese Verhältnisse hat.

Diese Unterschiede können durch Abschattung des Gebäudes erklärt werden (siehe Kap.4.5).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die einzelnen Detektorstationen des Mini-Arrays zufriedenstellend arbeiten, die Zählrate bei einfacher Links-rechts-Koinzidenzmessung sich in etwa zu gleichen Teilen aus Myonereignissen und elektromagnetischem Untergrund

---

zusammensetzt (siehe Kap.3.2). Die geforderte Koinzidenzbedingung zum Anzeigen eines Luftschauers arbeitet wie erwartet; bei Triggerbedingung 2 von 4 beträgt der Anteil von Fehltriggern weniger als 3 %. Eine Bestimmung des Schauersabstands oder der SchauergroÙe über die Koinzidenzklasse ist genauso wenig möglich, wie über die Messung des Energiedeposits im oberen Szintillator. Beide Meßgrößen besitzen derartig breite Verteilungen, daß lediglich eine Anreicherung von näher (weiter) entfernt auftreffenden Luftschauern bzw. kleineren (größeren) Schauern möglich ist.

---

## 4 Zeitmessung und Schauerrichtung

Im **KASCADE**-Experiment sollen neben lateralen Eigenschaften des Schauers, wie Dichte- und Energieverteilung, auch Parameter, welche die longitudinale Schauerentwicklung charakterisieren gemessen werden. So werden mit dem Testaufbau der Vieldraht-Proportionalkammern Myonankunftszeiten relativ zur Ankunftszeit der Schauerfront gemessen. Hierzu ist die Rekonstruktion der Schauerrichtung nötig, um daraus die Ankunftszeit der Schauerfront im Teststand (Szintillatorebene) zu bestimmen. Mit dieser und den gemessenen Myonankunftszeiten kann eine relative Ankunftszeit der Myonen ermittelt werden [Mat93]. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit die rekonstruierte Schauerachse mit gefundenen Myonspuren zu vergleichen.

### 4.1 Bestimmung der Schauerfront

Die Teilchen in einem ausgedehnten Luftschauer sind in erster Näherung in einer Scheibe konzentriert. Diese Scheibe besteht hauptsächlich aus der elektromagnetischen Schauerkomponente und durchdringt unsere Erdatmosphäre quasi mit Lichtgeschwindigkeit bis sie schließlich auf die Erdoberfläche trifft. Die Dicke dieser Scheibe ( $e$ - $\gamma$ -Komponente) beträgt nur wenige Nanosekunden. Die Ankunftszeiten des Luftschauers lassen sich in einem Detektorarray messen. Fällt der Luftschauer senkrecht auf das Array, dann treffen alle Schauerteilchen quasi gleichzeitig ein; von statistischen Fluktuationen abgesehen, messen die Detektorstationen dann gleiche Ankunftszeiten. Trifft der Schauer hingegen nicht senkrecht, sondern schräg auf das Detektorarray, so ergeben sich Differenzen in den Ankunftszeiten. Die Teilchenfront trifft nicht mehr gleichzeitig auf den Erdboden auf, sondern in Abhängigkeit von der Neigung der Schauerfront und dem Detektorabstand entsprechend verspätet (siehe Abb.4.1).

Die Schauerrichtung läßt sich durch Messung der relativen Ankunftszeiten der Schauerfront in den einzelnen Detektorstationen eines Arrays bestimmen. Da aber zum einen bedeutende Fluktuationen in der Schauerfront auftreten, zum anderen die tatsächliche Form der Schauerfront von einer Ebene abweicht, ist mit dem Mini-Array diese Bestimmung jedoch mit einigen Unsicherheiten behaftet. In einem großflächigen Detektorarray mit vielen Stationen, wie es im **KASCADE**-Experiment zur Zeit aufgebaut wird [Dol90], können Fluktuationen über das ganze Array ausgemittelt und die Schauerfront mit komplizierteren Beschreibungen gefittet werden [May91]. Für das Mini-Array, mit seinen vier Stationen ist hingegen das Anpassen einer Ebene mangels Meßpunkten der einzige Zugang zur Schauerrichtung.

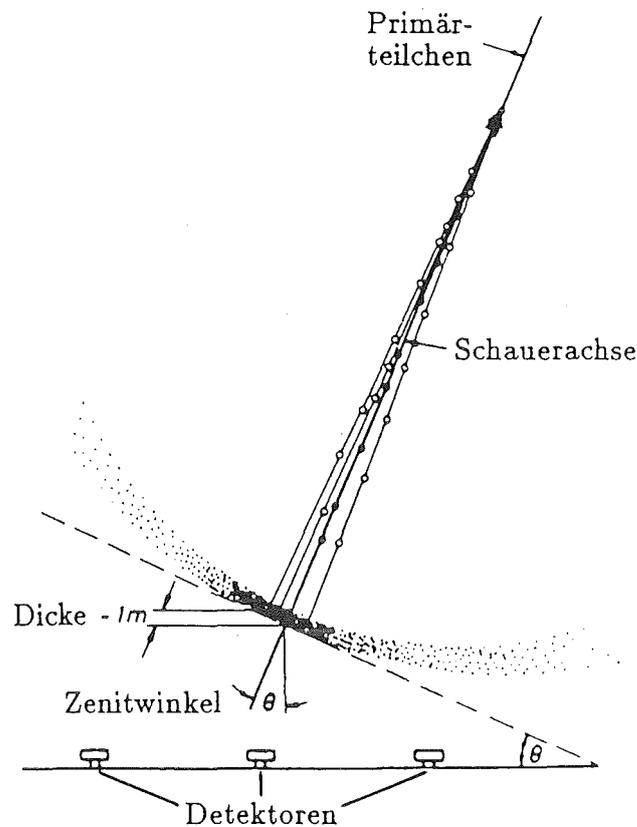


Abbildung 4.1: Zum Prinzip der Schauerachsenbestimmung durch Messung der Ankunftszeiten der Schauerfront

Die Form der Schauerfront weicht mit zunehmendem Abstand zum Schauerzentrum deutlich von einer Ebene ab (siehe Abb. 4.1). Diese Abweichung entspricht in etwa einer Verspätung von ca. 12 ns bei einem Abstand zum Schauerzentrum von 100 m, welche sich gut mit einem stumpfen Kegel annähern läßt (Öffnungswinkel ca. 177-178 Grad). Die Teilchendichte nimmt vom Schauerzentrum her nach außen hin ab, so daß es immer wahrscheinlicher wird, daß nicht ein Teilchen aus der vordersten Schauerfront sondern ein späteres eine Detektorstation trifft. Die Unsicherheiten bei der Messung der Ankunftszeiten wird deshalb um so größer, je weiter das Schauerzentrum entfernt ist.

---

## 4.2 Messung der Ankunftszeiten

Für jede Richtungsbestimmung ist es trotz der Fluktuationen unerlässlich, die Ankunftszeiten der Schauerfront möglichst genau zu messen. Dazu müssen Detektoren und Meßelektronik zeitgeeicht werden. Im Meßaufbau werden die Zeitunterschiede der Signale aus den oberen Szintillatoren zu einem gemeinsamen Zeitnullpunkt gemessen. Die Ankunftszeit in einer Detektorstation wird als Mittelwert der beiden gemessenen Zeiten der Station gebildet. Die gemessenen Ankunftszeiten sind als relative Ankunftszeiten zu verstehen. Der gemeinsame Zeitnullpunkt wird durch den Zeitpunkt bestimmt, in dem die Triggerbedingung erfüllt worden ist. Die TDC-Kanäle erhalten daraufhin ihr gemeinsames Startsignal und werden durch die jeweiligen, verzögerten Detektorsignale gestoppt. Um nun die relativen Ankunftszeiten der Schauerfront zu erhalten, müssen die gemessenen Zeiten korrigiert werden. Hierzu werden zum einen die einzelnen TDC-Kanäle geeicht, zum anderen die Laufzeitunterschiede in den einzelnen Signalzweigen gemessen und korrigiert.

$$T = \frac{tdc_{1eich} \cdot (T_1 + T_{1korr}) + tdc_{2eich} \cdot (T_2 + T_{2korr})}{2} \quad \text{Formel 4.1}$$

Leider gilt Formel 4.1 nur für Einteilchenereignisse, d.h. genau ein Teilchen trifft den oberen Szintillator und wird in ihm nachgewiesen. In der Nähe des Schauerzentrums treten hohe Teilchendichten auf, so daß Mehrteilchenereignisse wahrscheinlich werden. Für diese ist eine Mittelung der gemessenen Zeiten nicht mehr zulässig, was in der Fehlerabschätzung Berücksichtigung findet.

### 4.2.1 Zeiteichung und Zeitauflösung

Um einen Zeit-Meßkanal zu eichen, muß der Laufzeitunterschied zu den anderen Kanälen gemessen werden, um dann bei der Datenanalyse den im TDC gemessenen Zeitwert in einen relativen Zeitwert korrigieren zu können. Weiter muß der TDC selbst geeicht werden, um die TDC-Zeitwerte in Zeiten umrechnen zu können. Wenn Proportionalität von Zeit und gemessenem TDC-Zeitwert vorausgesetzt wird ( $\Delta T \sim \Delta \text{TDC-Zeitwert}$ ), so ist durch geeignete Eichmessung der Proportionalitätsfaktor zu bestimmen.

Zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktor  $s$  ( $\Delta T / \Delta \text{TDC-Zeitwert}$ ) wird ein breites Signal (50 ns) vom Fast Gate einmal als Start auf die TDC-Einheit und etwas verzögert das gleiche Signal als Stop für einen TDC-Kanal gegeben. Danach wird die Messung wiederholt, hierbei

---

wird das Stoppsignal jedoch zusätzlich um eine bekannte Zeit  $\Delta T$  verzögert (siehe Abb.4.2). Als zusätzliche Verzögerung  $\Delta T$  wird hierbei ein vier Meter langes Signalkabel benutzt.

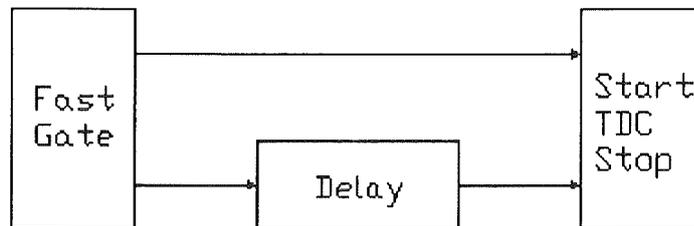
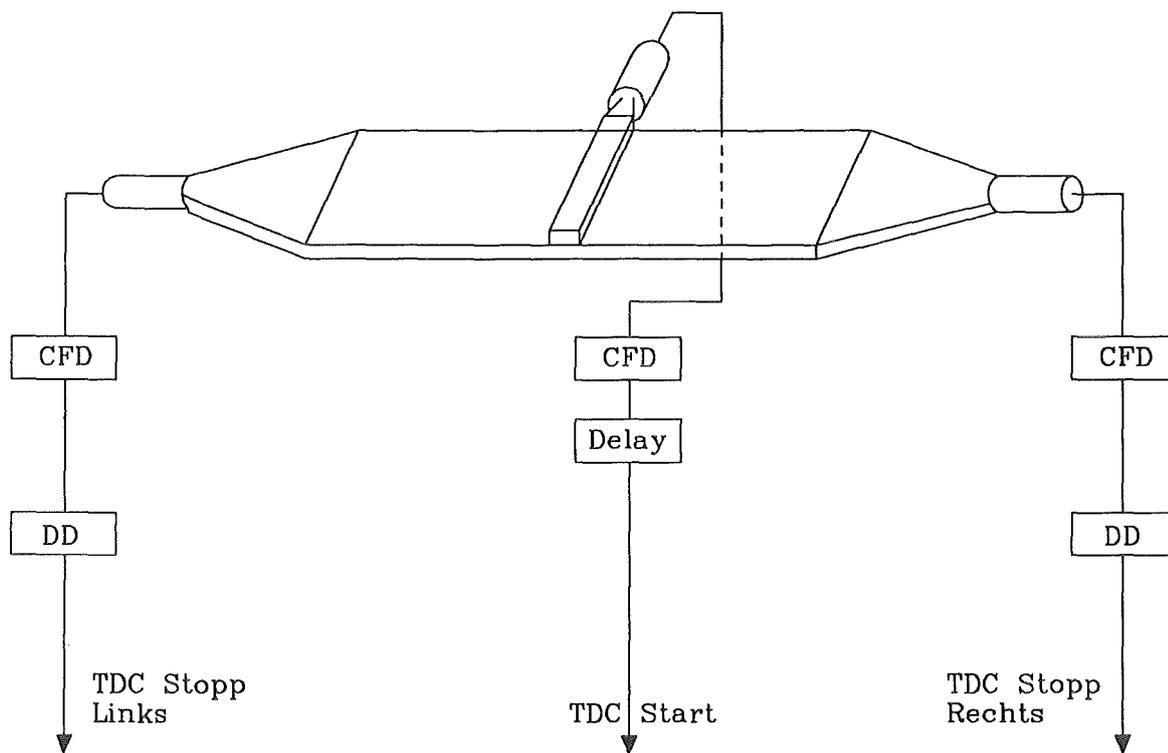


Abbildung 4.2 : Prinzip der Messung: TDC-Kanaleichung

Die Verzögerung wird einmal mit einer Echomessung mit einem Oszilloskop gemessen (20 ns +/- 1 ns) und dann nochmals mit Herstellerangaben für das verwendete Kabel nachgerechnet (20.2 ns). Aus der bekannten Zeitverzögerung und der Lage der beiden Peaks in der Zeitverteilung läßt sich der gesuchte Proportionalitätsfaktor  $\Delta T / \Delta T_{DC}$ -Wert berechnen. Für alle Kanäle des TDC wird der gleiche Proportionalitätsfaktor von  $9 \cdot 10^{-2}$  ns / TDC-Kanal ermittelt. Als Breite der gemessenen Peaks ist nur die Auflösung des TDC zu erkennen, welche einem Kanal entspricht, also nicht auflösbar ist.

Laufzeitunterschiede treten im gesamten Meßaufbau auf. Die Szintillatorplatten und Lichtleiter, die unterschiedliche Güte der Photomultiplier, welche mit unterschiedlichen Spannungen betrieben werden mußten, kleine Laufzeitunterschiede in den Signalkabeln und unterschiedliche Laufzeiten in den verschiedenen Diskriminator-, Koinzidenz- sowie übrigen Elektronik-Einheiten tragen hierzu bei.

Die gesamten Laufzeitunterschiede der einzelnen Kanäle relativ zueinander werden mit einem zusätzlichen Eich-Meßaufbau durchgeführt (Abb.4.3). Ein Stabszintillator ( $6 \cdot 4 \cdot 52 \text{ cm}^3$ ) wird in der Mitte auf den oberen Szintillator einer Detektorstation plaziert. Seine Signale über einer Einteilchen-Diskriminatorschwelle dienen als Ereignis-Trigger. Bei jedem Ereignis werden beide Zeitsignale der Detektorstation über den normalen Experimentieraufbau ausgelesen. Nach Aufnahme der Verteilungen einer Station wird der Meßvorgang bei der nächsten Station wiederholt. Alle Kanäle besitzen den gleichen Ereignistrigger, somit haben die Verteilungen den gleichen Zeitnullpunkt und lassen sich direkt miteinander vergleichen. An jede Zeitverteilung wird nun eine Gaußverteilung angepaßt (Abb.4.4). Die erhaltenen Mittelwerte sind die gesuchten relativen Zeitkorrekturwerte (Tab. 4.1).



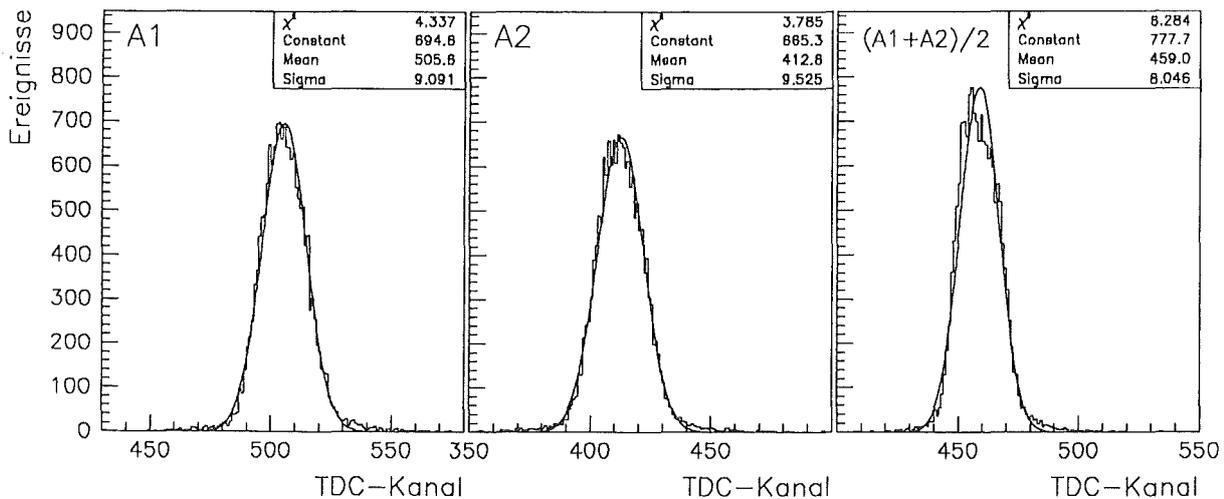
CFD : Constant Fraction Discriminator  
 DD : Digital Delay  
 Delay : Kabeldelay  
 TDC : Time to Digital Converter

Abbildung 4.3 : Meßaufbau

Detektor -Kanal	Station A links (A1)	Station A rechts (A2)	Station B links (B1)	Station B rechts (B2)	Station C links (C1)	Station C rechts (C2)	Station D links (D1)	Station D rechts (D2)
Kanal <sub>kor</sub>	35	128	139.4	0	33.8	144.7	106.7	126.6
Zeit <sub>kor</sub>	3.15 ns	11.52 ns	12.55 ns	0.00 ns	3.04 ns	13.02 ns	9.6 ns	11.39 ns
$\sigma_{\text{Kanal}}$	9.1	9.5	9.2	9.2	9.1	9.4	9.3	9.1
$\sigma_{\text{zeit}}$	0.82 ns	0.86 ns	0.83 ns	0.83 ns	0.82 ns	0.85 ns	0.84 ns	0.82 ns

Tabelle 4.1 : Tabelle der relativen Zeitkorrekturwerte und die Breite der Verteilungen in ADC-Kanäle, bzw. in Nanosekunden

## Zeitverteilungen aus Eichmessung Station A



**Abbildung 4.4 :** Zeitverteilungen der Detektorstation A: Links (A1), Rechts (A2), Mittelwert (A1+A2)/2, der Mittelwert entspricht dem jeweiligen relativen Zeitkorrekturwert

Darüber hinaus kann über die Verteilungen dieser Messung die Zeitauflösung ungefähr abgeschätzt werden. Die Standardabweichung ist für alle Kanäle besser als 0.9 Nanosekunden. Die Standardabweichung der Zeitverteilungen für die Detektorankunftszeit (Mittelwert der durch Rechts-Links-Mittelung erhaltenen Zeitverteilung) liegt bei  $< 0.72$  Nanosekunden. Dies beruht auf der Zeitauflösung, welche durch den Stabszintillator hervorgerufen wird; faltet man diese heraus so erhält man eine Detektor-Zeitauflösung von  $\sigma_{\text{Zeit}} < 0.6$  ns.

Eine zusätzliche Messung wird durchgeführt, um die Zeitauflösung der Elektronik und die Laufzeitunterschiede nach dem ersten Diskriminator (CFD) zu ermitteln. Dies ist zur Bestimmung der Fensterbreiten an den Links-Rechts-Koinzidenzeinheiten notwendig. Hierzu wird die Meßelektronik minimal verändert (Abb.4.5). In die Links-Rechts-Koinzidenz für einen Detektor (Koin) werden zwei Ausgangssignale des gleichen Diskriminators (CFD) geführt, zwei Ausgangssignale dieser Koinzidenz dann auf die Triggerkoinzidenz gegeben. Diese Änderung der Elektronik hat zur Folge, daß jedes Signal dieses einen Meßkanals, welches über der Diskriminatorschwelle liegt, zu einem Triggersignal und zur Auslese der CAMAC-Module führt. Auch diese Messung wird je einmal ohne und einmal mit einer zusätzlichen Verzögerung des TDC-Starts durchgeführt (Signalkabel 20.2 ns), um eine nochmalige Überprüfung des Proportionalitätsfaktors zu erhalten. Die größere Breite der Peaks in der TDC-Zeitwerte-Verteilung der Teilmessungen (Abb.4.6) spiegelt die Zeitverschmierung durch die Meßelektronik nach dem Diskriminator wieder. Die relativen Gesamt-Laufzeitdifferenzen (TAB.4.1) und die in der Elektronik nach den Diskriminator (Tab4.2) liefern die nötige Breite des Zeitfensters für die Links-Rechts-Koinzidenz. Dieses wurde zu ca. 20 ns bestimmt.

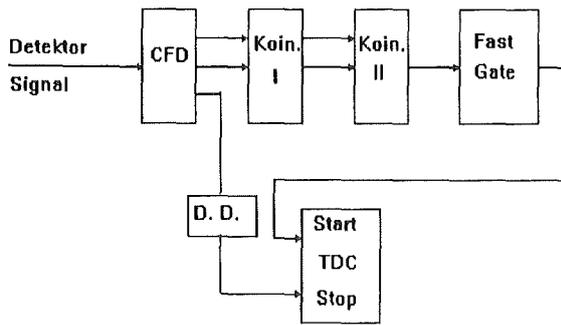


Abbildung 4.5 : Schalt-Prinzip

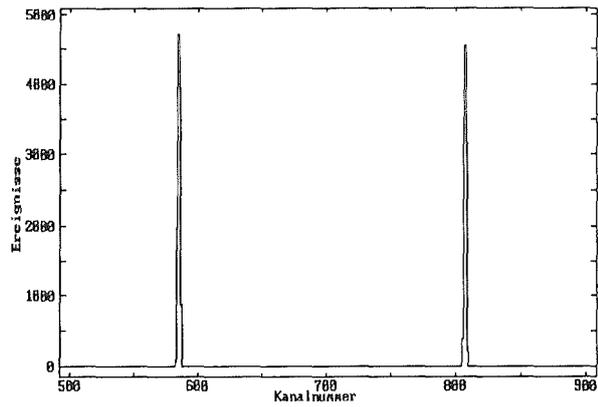


Abbildung 4.6 : Eine TDC-Eichverteilung Kanal A2

Detektor-Kanal	Station A links (A1)	Station A rechts (A2)	Station B links (B1)	Station B rechts (B2)	Station C links (C1)	Station C rechts (C2)	Station D links (D1)	Station D rechts (D2)
Laufzeit-differenz	8.7 ns	0.8 ns	1.5 ns	0.8 ns	0.0 ns	0.6 ns	0.9 ns	0.1 ns

Tabelle 4.2 : Tabelle der Ergebnisse der Laufzeitdifferenzen relativ zu Kanal C1 in der Elektronik nach dem Diskriminator (Einteilchenschwelle)

Die etwas aus dem Rahmen fallende Laufzeitdifferenz von Kanal A1 findet nachträglich ihre Ursache in einem defekten Digitaldelaykanal (D.D.), wirkt sich also nicht auf die Koinzidenzbildung aus und kann mit einer TDC-Kanal-Korrektur an den Meßdaten korrigiert werden.

---

## 4.3 Richtungsbestimmung

Mit den gemessenen Ankunftszeiten der Schauerfront in den einzelnen Detektorstationen kann für Ereignisse mit mindestens drei angesprochenen Stationen eine Rekonstruktion der Schauerachse durchgeführt werden. Diese Berechnung nähert die in Wirklichkeit gekrümmte Schauerfront durch eine Ebene an. Der Fehler dieser Näherung wird anschließend mit einer Simulation abgeschätzt.

### 4.3.1 Rekonstruktionsprinzip

Die Hessesche Normalform (Formel 4.2) [Bro85] beschreibt den Abstand eines beliebigen Punktes zur definierten Ebene. Hierbei ist der Normalenvektor der Ebene immer so gewählt, daß er vom Ursprung des Koordinatensystems wegzeigt. Daraus ergibt sich, daß der Abstand eines Punktes zur Ebene, falls der Punkt auf der Seite des Ursprungs liegt, negativ, andernfalls positiv ist. In unserem Fall entsprechen die gemessenen Ankunftszeiten also immer einem Abstand mit negativen Vorzeichen. Der Normalenvektor der Schauerfront-Ebene besitzt deshalb immer eine positive Komponente in z-Richtung.

$$\vec{n} \cdot \vec{x}_i + k = A_i, \text{ mit } \vec{n}^2 = 1 \quad ; \quad n_z \geq 0 \quad \text{Formel 4.2}$$

Diese Gleichung muß von allen Detektorstationen und dazugehörigen Ankunftszeiten erfüllt werden. Aus der Hesseschen Normalform wird eine zu minimalisierende Gleichung (Formel 4.3) abgeleitet. Hierbei beschreibt der Inhalt der Klammer den Unterschied zwischen gemessenen und berechneten Abstand einer Detektorstation zur Ebene. Diese Abweichungen werden quadratisch addiert. So folgt eine Gleichung mit einem Minimum, welche die Eigenschaft hat, daß sich die vier Unbekannten, Normalenvektorkomponenten und Konstante aus der Hesseschen Normalform, direkt berechnen lassen.

$$\sum_{i=1}^{N_{\text{kein}}} (\vec{n} \cdot \vec{x}_i + k - A_i)^2 = Q \stackrel{!}{=} \text{minimum} \quad \text{Formel 4.3}$$

Dazu wird die Gleichung (Formel 4.3) nach den drei Komponenten des Normalenvektors partiell differenziert. Dies führt auf ein lineares Gleichungssystem mit drei Gleichungen und vier Unbekannten (Formel 4.4). Mit den zusätzlichen Bedingungen, welche sich aus der Normierung und der Festlegung des Vorzeichens der z-Komponente des Normalenvektors ergeben, läßt sich das Gleichungssystem dann lösen.

$$\sum_{i=1}^{N_{koin}} (\vec{n} \cdot \vec{x}_i + k - A_i) \cdot x_i = 0$$

$$\sum_{i=1}^{N_{koin}} (\vec{n} \cdot \vec{x}_i + k - A_i) \cdot y_i = 0$$

$$\sum_{i=1}^{N_{koin}} (\vec{n} \cdot \vec{x}_i + k - A_i) \cdot z_i = 0$$

Formel 4.4

Weiter erhält man einen Gütefaktor Q, indem man den Wert des Minimums (Formel 4.3) berechnet. Aus den Komponenten des Normalenvektors und dem Wert der Konstante lassen sich dann die Ankunftszeiten, z.B. an der Position der Myonkammern, wie auch Zenit- und Azimut-Winkel der Schauerachse bestimmen.

Der Vorteil dieser Methode einer Richtungsbestimmung gegenüber einem Fit-Verfahren, welches nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Funktion an die Daten anpaßt, besteht darin, daß die Ebenengleichung direkt analytisch berechnet wird. Dies macht die Richtungsbestimmung schnell und erlaubt es, sie online im Datenaufnahmeprogramm [Kre93] einzusetzen.

In Abbildung 4.7 ist das Ablaufdiagramm der Richtungsbestimmungsroutine dargestellt.

Legende :

Koin. : Koinzidenzgrad (1/2/3/4... von i) = Anzahl angesprochener Detektoren

n : Normalenvektor

Konst. : Konstante aus Hesseschen Normalenform

$\Delta$ Abst : Mittlerer Abstand eines einzelnen Detektors zur berechneten Schauerfront

$\phi$  : Azimutwinkel

$\Theta$  : Zenitwinkel

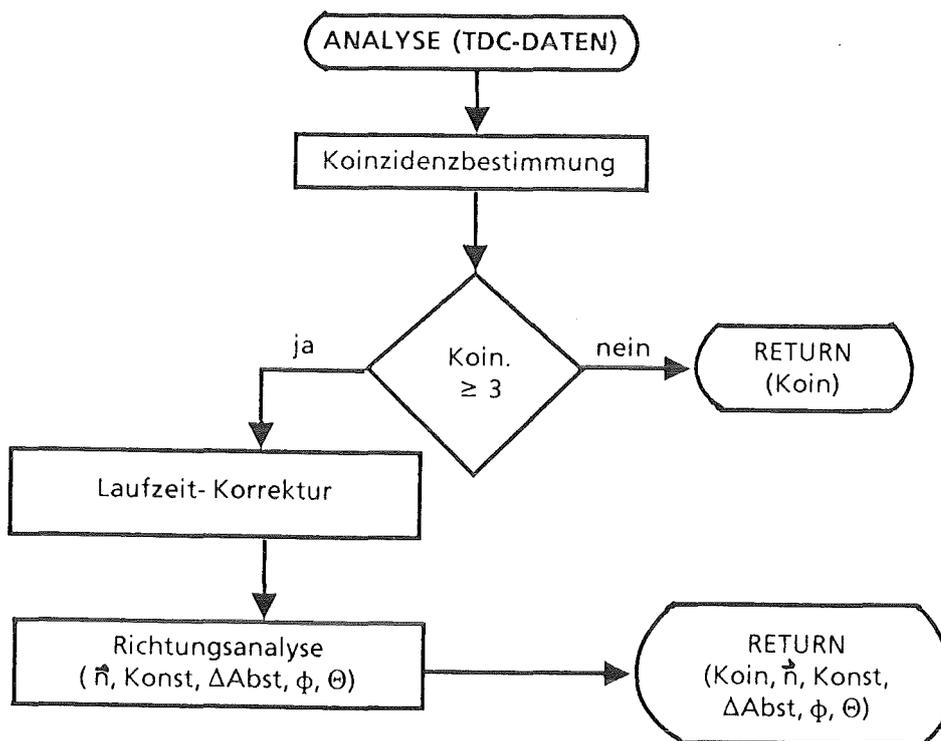


Abbildung 4.7: Programmablaufdiagramm

### 4.3.2 Programmtest

Für einen Programmtest wird die Routine mit simulierten TDC-Daten (Schauerankunftszeiten in den Detektorstationen) betrieben. Um die systematische Abweichung abschätzen zu können, die bei Näherung der Schauerfront durch eine Ebene auftritt, werden die TDC-Daten mit einer besseren Näherung der Form einer Schauerfront berechnet, welche durch einen Kegel mit extrem weiten Öffnungswinkel von 177 Grad dargestellt wird. Ebenfalls wichtig für die Ankunftszeit ist der Auftreffpunkt des Schauerkerns, der Spitze des Kegels, auf der Erdoberfläche. Deshalb wird auch dieser Parameter in X (+50 m, -50 m in 2.5 m Schritten) und Y (-50 m, +50 m in 2.5 m Schritten) Richtung variiert. Zenit- und Azimut-Winkel werden in 5 Grad Schritten von 0-75 Grad, bzw. in 10 Grad Schritten von -180 bis 180 Grad variiert.

Die Abweichung in der Winkelbestimmung wird über den Unterschied des simulierten und des analysierten Normalenvektors gewonnen. Die Verteilung dieser Abweichung ergibt dann die Winkelabweichung. Es zeigt sich, daß die Abweichung vom Zenitwinkel abhängt, was ein Effekt des gewählten Koordinatensystems ist. Tabelle 4.3 zeigt die maximalen Winkelabweichung

in Abhängigkeit vom Zenitwinkel, wobei die maximale Abweichung ungefähr der wahrscheinlichsten Abweichung entspricht (siehe Abb.4.8).

Zenitwinkel [Grad]	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
maximale system. Winkelabweichung [Grad]	3.17	3.18	3.21	3.24	3.29	3.37	3.47	3.61	3.81	4.08	4.45	4.95	5.68	6.85	9.23	10.8

Tabelle 4.3: Systematische Winkelabweichung der berechneten Schauerachse

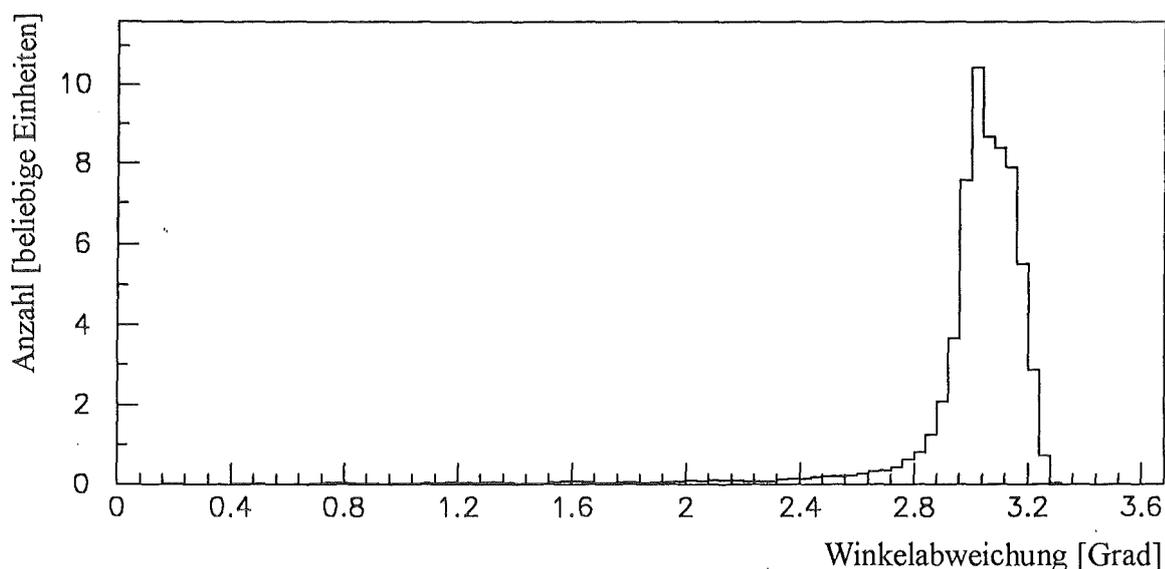


Abbildung 4.8 : Systematische Winkelabweichung bei 20° Zenitwinkel durch Ebenennäherung

Durch die Verwendung einer Ebenenbeschreibung, der als stumpfen Kegel angenommenen Form der Schauerfront, verschiebt sich der Zenitwinkel zu kleineren Werten; der rekonstruierte Azimutwinkel wird zu +/- 90 Grad verschoben. Eine Korrektur dieser systematischen Fehler setzt die Kenntnis der Position des Schauerzentrums voraus (liegt das Zentrum innerhalb, bzw. auf welcher Seite außerhalb des Mini-Arrays?). Diese Position ist mit den vier Stationen des Mini-Arrays jedoch bisher nicht zu bestimmen.

Ab Zenitwinkeln über 70° werden teilweise Koinzidenzen verworfen, da die Ankunftszeiten in den vier Detektorstationen sich nicht mehr mit diesem Programm behandeln lassen. Die Zeitunterschiede zwischen den Detektoren überschreiten den Maximalwert, der sich aus der

---

Entfernung der einzelnen Detektoren untereinander und der Lichtgeschwindigkeit ergibt. Dies hat mit den Randbedingungen (Schauer kommt von oben !) unmögliche Ereignisse zur Folge, welche nicht weiter analysiert werden.

### 4.3.3 Fehlerbetrachtung

Neben den systematischen Abweichungen bei der Schauerachsenbestimmung tragen noch weitere Fehlerquellen zu einer Gesamtabweichung bei. Wenn mehrere Teilchen gleichzeitig einen Detektor treffen kann die Ankunftszeitmessung einen bis zu 2.6 ns früheren Wert annehmen. Dieser Wert folgt aus dem maximalen Laufzeitunterschied im Szintillator zu den beiden Photomultipliern, der wegen der Zeitmittelung zu halbieren ist. Ferner folgt eine Abweichung aus der Zeitauflösung der Meßapparatur, welche durch die Zeiteichmessungen und anschließenden Gaußfit für alle Kanäle zu  $2\sigma_{\text{Zeit}} < 1.2 \text{ ns}$  bestimmt wird. Bei Vernachlässigung der Ungenauigkeiten bei der Detektorpositionsvermessung und von longitudinalen Fluktuationen in der Schauerfront führt dies auf eine Gesamtzeitabweichung von ungefähr 3.8 ns. Hieraus folgt eine zusätzliche maximale Abweichung bei der Bestimmung des Zenit- und des Azimutwinkels von etwa 8.0 Grad. Alle Abweichungen zusammengefaßt ergeben eine Gesamtwinkelauflösung von besser als 13 Grad für Zenitwinkel bis etwa  $50^\circ$ .

## 4.4 Ergebnisse der Richtungsrekonstruktion

Mit den gemessenen Ankunftszeiten wird die Anzahl der Detektorstationen ermittelt, welche für eine Richtungsbestimmung als Stützpunkte genutzt werden können. Eine Station gilt als Stützstelle falls beide Ankunftszeiten (Links u. Rechts) vorliegen (TDC-Kanal 1-2047), andernfalls wird die Station als ungültig verworfen. Die Anzahl der gültigen Stationen wird als Koinzidenz oder Koinzidenzgrad bezeichnet. Für Ereignisse mit einem Koinzidenzgrad von mindestens 3 wird die Schauerachse bestimmt. Deren gemessene Winkelverteilung ist in Kapitel 4.4.1 diskutiert. Ferner werden Richtung der Schauerachse und gefundene Spuren aus dem Vieldraht-Proportionalkammer-Teststand verglichen (Kap.4.5).

### 4.4.1 Winkelverteilung der gemessenen Schauer

Die Rekonstruktion der Schauerrichtungen der einzelnen Schauer lassen sich in einer Winkelverteilung für das Mini-Array zusammenfassen. Da keine Himmelsrichtung ausgezeichnet ist, wird für ein freistehendes Array eine ebene Verteilung für den Azimut erwartet. Die Meßergebnisse zeigen jedoch eine deutliche Strukturierung in der Azimutverteilung (Abb.4.9).

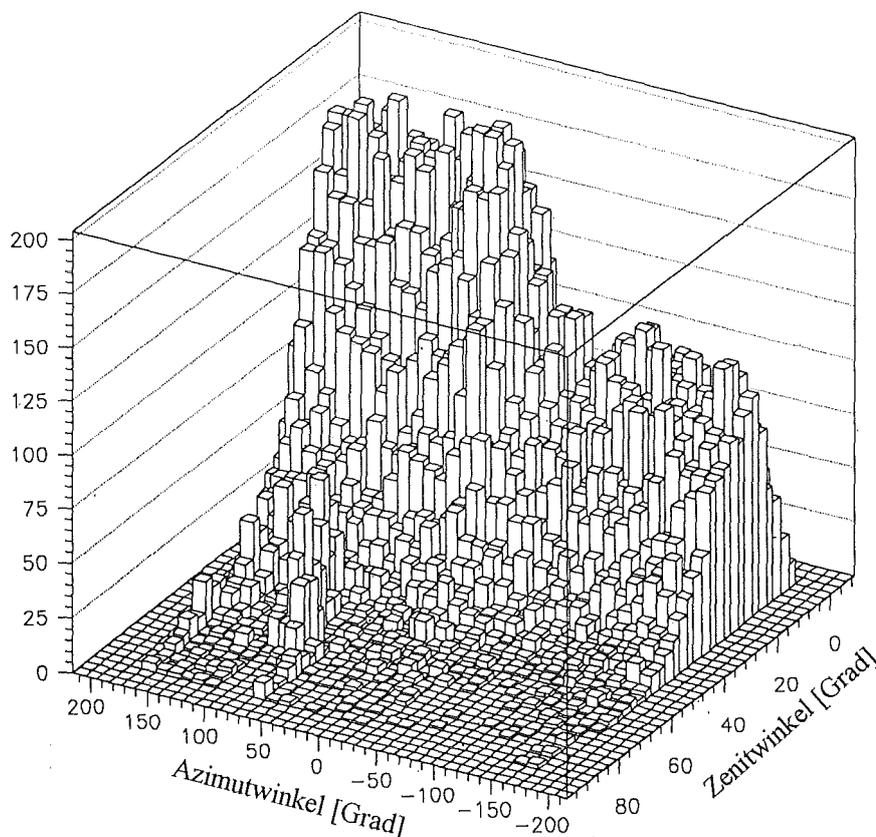


Abbildung 4.9: Winkelverteilung der rekonstruierten Schauerrichtungen

Als Ursache für die Strukturierung wird die Abschattung durch das Gebäude verantwortlich gemacht.

Besonders deutlich tritt dieser Effekt bei der Azimutverteilung hervor, wenn diese bezüglich des zugehörigen Zenitwinkels in zwei Unterverteilungen aufgespalten wird (Abb.4.10). Für die Verteilung, welche nur Ereignisse mit Zenitwinkeln kleiner  $20^\circ$  berücksichtigt, ist eine deutliche Bevorzugung von Schauern aus positiver Azimutrichtung zu beobachten. Die beiden Teilintervalle mit negativem Azimut bzw. positivem Azimut weisen selbst flache Verteilungen auf. Dieser Effekt der Bevorzugung der positiven Azimutrichtung ist auf die Positionierung der einzelnen Detektorstationen zurückzuführen. Die beiden Detektorstationen A und B stehen nur 60 cm, bzw. 80 cm (Mittelpunkte der Detektorstationen) von der Experimentierhalle entfernt, die Stationen C und D sind in einer Entfernung von 3 m bzw. 4 m platziert (siehe Abb.2.1). Deshalb werden die Stationen C und D erst bei größeren Zenitwinkeln vom Gebäude abgeschirmt als die Detektorstationen A und B, bei welchen praktisch alle Azimutwinkel größer Null unterdrückt sind. Eine weitere Strukturierung kommt für größere Zenitwinkel hinzu, hier zeigt sich eine Bevorzugung von Schauern, welche parallel zum Gebäudekomplex einfallen.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Verteilung der Schauerrichtungen für den Zenitwinkel mit der aus der Simulation erwarteten Verteilung gut übereinstimmt. Die festgestellte Abweichung von der Gleichverteilung im Azimutwinkel ist auf Abschattungseffekte durch das Gebäude zurückzuführen.

### Winkelverteilung Feb.93

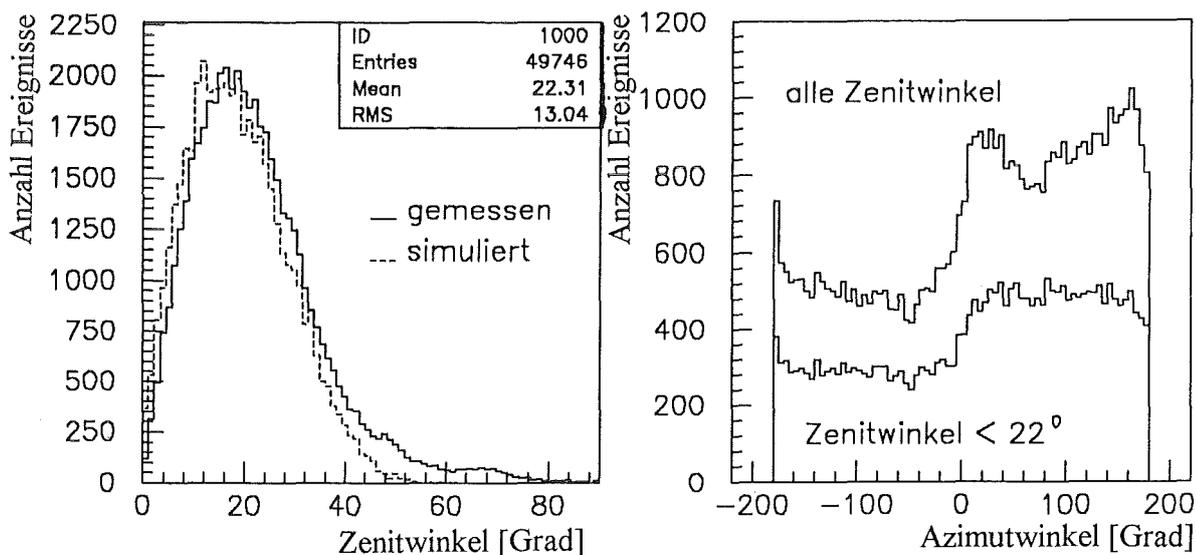


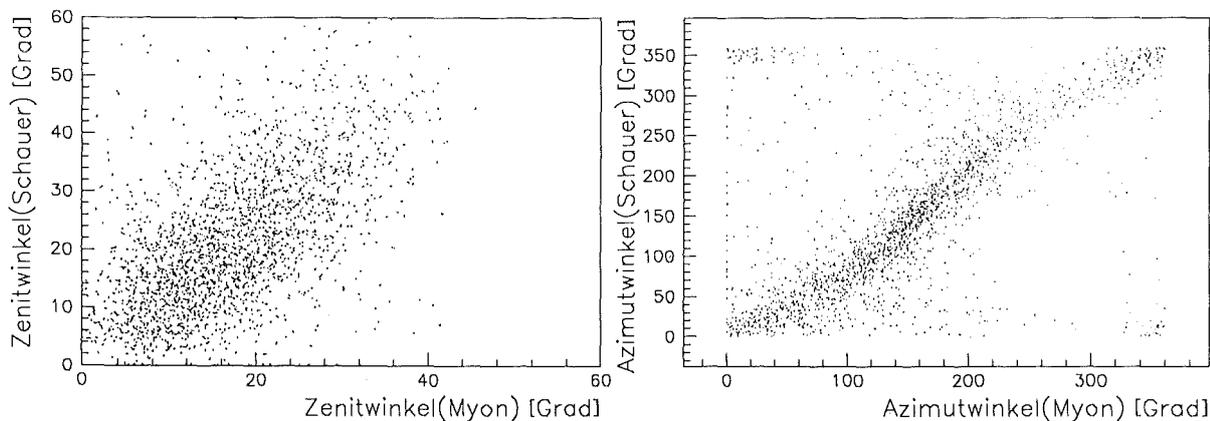
Abbildung 4.10.: Zenit- und Azimut-Winkelverteilung der Einfallsrichtung der Luftschauer

## 4.5 Schauerrichtung und Myonspuren

Beim Betrieb des Mini-Arrays als Trigger auf ausgedehnte Luftschauer für den Vieldraht-Proportionalkammer-Teststand wird unter anderem untersucht, inwieweit die Richtung rekonstruierter Myonspuren [Mat93] und die mit Hilfe des Mini-Arrays bestimmte Schauerrichtung übereinstimmen. Unter der Annahme, daß die  $\mu$ -Richtung und die Schauerrichtung annähernd übereinstimmen, stellt der Richtungsvergleich eine Überprüfung für die Winkelauflösung des Mini-Arrays dar.

Für die Richtungsbestimmung der Schauerachse werden mindestens Ankunftszeiten aus drei Detektorstationen benötigt. Die Spurrekonstruktion im Vieldraht-Proportionalkammer-Teststand erfolgte ausschließlich bei 'Single-Muon' -Ereignissen, welche bevorzugt etwas entfernter vom Schauerzentrum auftreten. Mit wachsendem Abstand zum Schauerzentrum werden Teilchenfluktuationen in der Schauerfront für die Ankunftszeitmessung jedoch immer bedeutender. Deshalb ist die Schauerrichtungsbestimmung mit zunehmenden Zentrumsabstand immer unsicherer.

Die Abbildungen 4.11 zeigt die Zenit- bzw. Azimut-Winkel der beiden Meßgrößen gegeneinander aufgetragen. Aus der Auftragung der beiden Zenitwinkel ist eine mittlere Zenitwinkelabweichung von etwa 10 Grad zu bestimmen. Bei Betrachtung der Azimutwinkel ist neben der Verschmierung von etwa 20 Grad zusätzlich eine zenitwinkelabhängige Struktur zu erkennen. Diese Struktur beruht auf der durch die Ebenennäherung hervorgerufenen systematischen Abweichung.



Abbildungen 4.11 : Vergleich der Zenit-, bzw. Azimut-Winkel der Schauerachse und der Myonspur

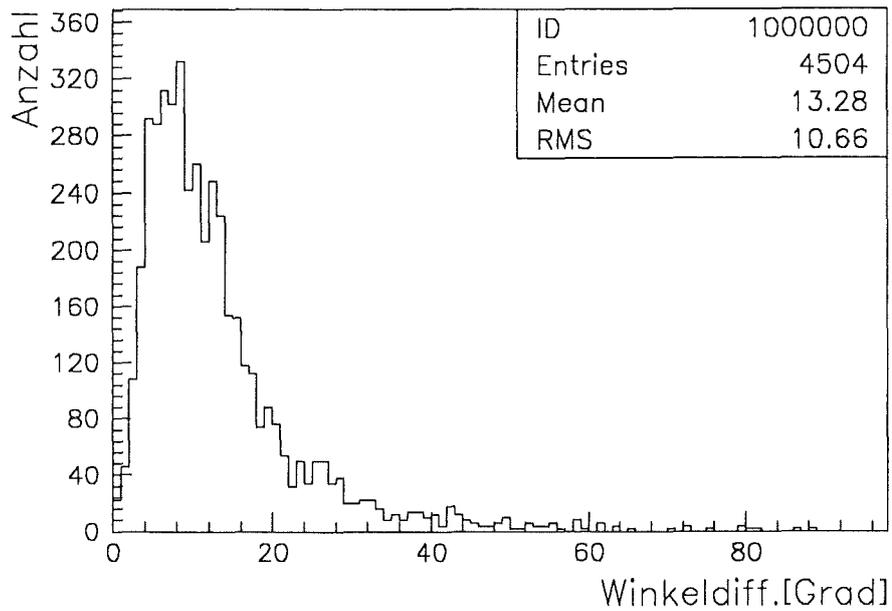


Abbildung 4.12 : Relativwinkel zwischen Schauerrichtung und Myonspur

Die Verteilung des relativen Winkels zwischen Myonspur und rekonstruierter Schauerrichtung ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden ermittelten Richtungen liegt im Mittel bei 13 Grad, mit einem wahrscheinlichsten Wert bei etwa 8 Grad. Dies bestätigt die zuvor ermittelte Winkelauflösung von kleiner als 13 Grad für Zenitwinkel kleiner ca. 50 Grad.

## 5 Untersuchung der durchdringenden e- $\gamma$ -Komponente

Die Teilchenenergie der e- $\gamma$ -Komponente eines ausgedehnten Luftschauers ist stark mit dem Abstand zum Schauerkernbereich korreliert. Es scheint zunächst aussichtsreich eine grobe Bestimmung des Abstandes zum Schauerzentrum durchzuführen, indem der hochenergetische Anteil der Schauerteilchen nachgewiesen wird.

Untersucht wird der die Abschirmung durchdringende Anteil der e- $\gamma$ -Komponente eines ausgedehnten Luftschauers. Dieser verursacht Energiedepositionen in der zweiten Szintillatorlage, welche von 5 cm Blei und 4 cm Eisen abgeschirmt wird, was 10.6 Strahlungslängen bei senkrechten Einfall entspricht. Die Abschirmung unterdrückt Elektronen und Photonen mit Energien bis ca. 100 MeV stark. Mit höheren Energien nimmt die Wahrscheinlichkeit eines Durchdringens der Abschirmung, sogenannte Punch-Through-Ereignisse (Abb.5.1), zu. Myonen können ähnliche Signaturen im Detektor hinterlassen. Um abschätzen zu können, inwieweit Myonen als Punch-Through-Ereignisse fehlgedeutet werden, wurde eine Detektorstation mit einer weiteren Szintillatorlage ausgestattet (siehe Kap.2.2).

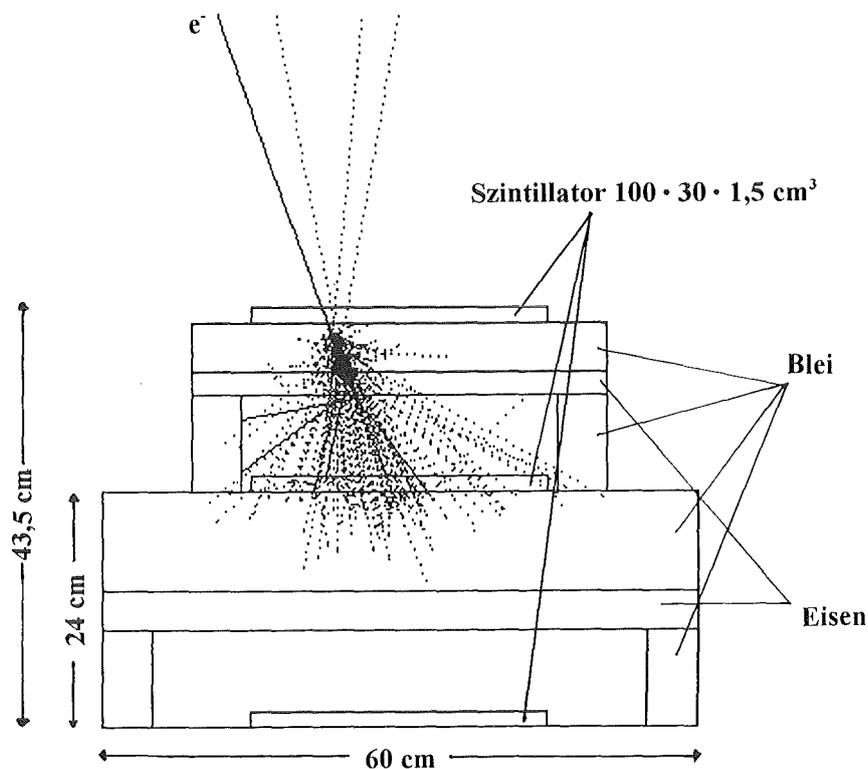


Abbildung 5.1 : Punch-Trough-Ereignis eines 5 GeV-Elektrons

Dieser Szintillator liegt unter zusätzlichen 10 cm Blei und 4 cm Eisen, was weiteren 20.2 Strahlungslängen entspricht, so daß nur Hadronen und minimalionisierende Myonen diese Abschirmung durchdringen können sollten. Da die erwartete Anzahl der Myonen die der Hadronen um ein vielfaches übersteigt, läßt sich der untere Szintillator zum Anzeigen von Myon-Ereignissen verwenden.

Nach der Energieeichung der einzelnen Meßkanäle sind Messungen durchzuführen, bei denen auf ausgedehnte Luftschauer getriggert wird, um möglichst viele hochenergetische Elektronen und Photonen zu messen. Diese Meßdaten können dann insbesondere für die ausgebaute Station D ausgewertet werden. Zur Beurteilung der verschiedenen Signaturen in den einzelnen aktiven Schichten müssen zusätzlich Detektorsimulationen betrieben werden. Mit Hilfe der Ergebnisse dieser Simulationen sind dann, unter Einbeziehung der experimentellen Voraussetzungen, Unterscheidungskriterien zwischen Punch-Through-Ereignissen und Myon-Ereignissen, bzw. die Wahrscheinlichkeit ein Myon als Punch-Through-Ereignis fehlzuinterpretieren, zu gewinnen.

### 5.1 Energieeichung der ADC-Signale

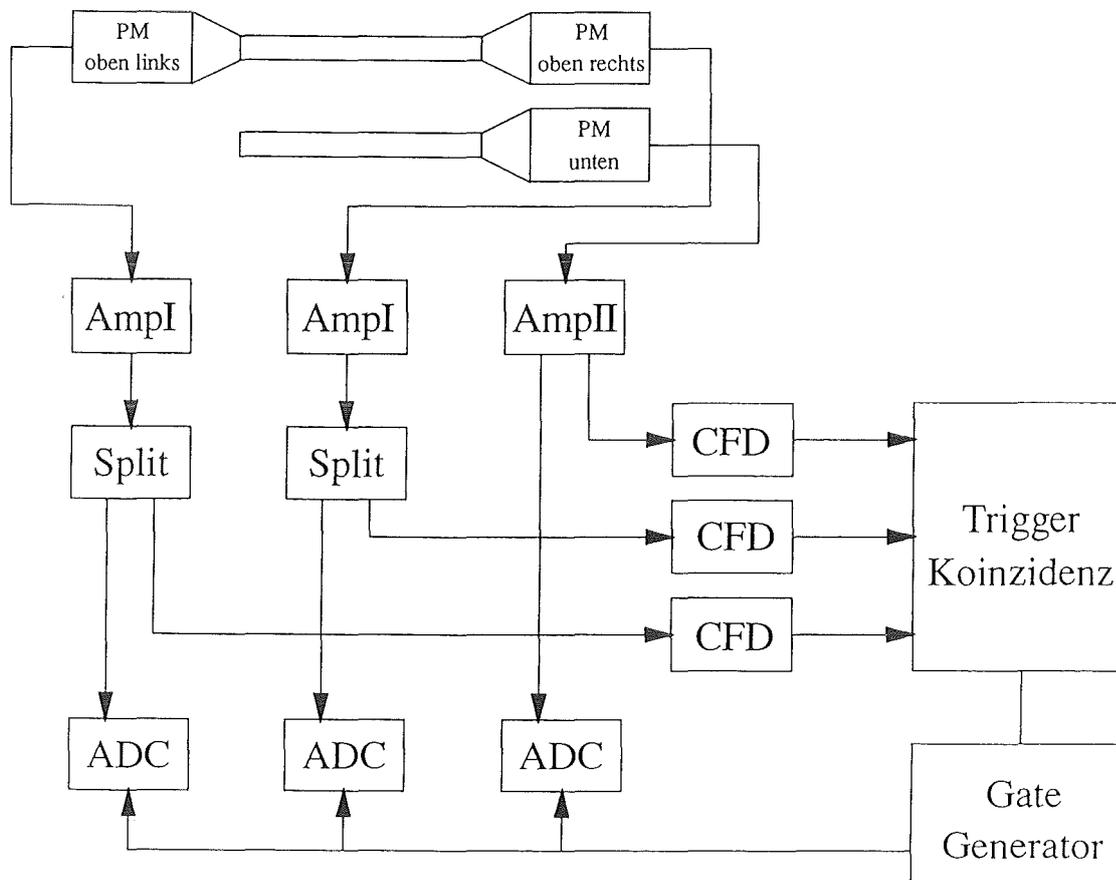


Abbildung 5.2 : Prinzipschaltbild der Eichmessungen der ADC-Kanäle

Zur Interpretation der aufgenommenen ADC-Werte ist eine Eichung der einzelnen ADC-Kanäle notwendig. Hierzu wurden in einmonatigem Abstand, bzw. bei allen Veränderungen im Meßaufbau Eichmessungen vorgenommen. Bei diesen Eichmessungen wird ein koinzidentes Ansprechen aller Signalkanäle einer Detektorstation gefordert, um möglichst nur einfallende minimalionisierende Teilchen zu sehen. Die Eichschaltung ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Der mittlere Energieverlust solcher Teilchen durch Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Per87].

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4 Z}{m_e v^2 A} \left[ \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad \text{Formel 5.1}$$

Hierbei sind:

- $m_e$  : Elektronenmasse
- $z$  : Teilchenladung in Elementarladungen[e]
- $v$  : Teilchengeschwindigkeit
- $\beta$  =  $v / c$
- $N_0$  : Avogadrokonstante
- $Z$  : Ordnungszahl der durchlaufenen Materie
- $A$  : Massenzahl der durchlaufenen Materie
- $x$  : Strahlungslänge [g/cm<sup>2</sup>]
- $I$  : effektives Ionisationspotential

Statistische Fluktuationen des mittleren Energieverlustes können mit einer Vavilov-Verteilung beschrieben werden, wobei diese einmal in eine Landauverteilung für dünnste Targets, sowie in eine Gaußverteilung für einen sehr dicken Absorber übergeht. Der im Experiment verwendete Szintillator besitzt eine Dicke von 1.5 cm. Daher läßt sich das gemessene Energieverlustspektrum in guter Näherung mit einer Landauverteilung beschreiben [Vav57].

Hinzu kommt bei diesen Eichmessungen eine Verschmierung des Energiedeposits durch verschiedene Auftreffpunkte auf den Szintillator und Einfallsrichtungen, welche zu unterschiedlich langen Wegstrecken im aktiven Medium führen. Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus der Eigenabsorption des Szintillators, welche eine Ortsabhängigkeit des Detektorsignals bewirkt. Und schließlich entstehen durch die Quantenausbeute der auslesenden Photomultiplier, im empfindlichsten Spektralbereich nur etwa 30 %, zusätzliche statistische Schwankungen, die sich mit der Poisson-Statistik beschreiben lassen und besonders die Energieauflösung bei kleinen Signalen (wenige Photonen) verschlechtern.

Es stellt sich heraus, daß aufwendige Verfahren, welche die oben genannten Fehlerquellen durch Faltungen von Landau-, Gauß- und Poisson-Verteilungen berücksichtigen, sehr großen Aufwand bedeuten, aber ein einfacher Fit mit einer Landaufunktion zu qualitativ gleichwertigen Ergebnissen führt (siehe Abb.5.3). Deswegen werden die erhaltenen Spektren mit einer reinen Landaufunktion gefittet und der so gewonnene wahrscheinlichste ADC-Wert mit dem aus einer Simulation erhaltenen Wert für den wahrscheinlichsten Energiedeposit gleichgesetzt.

Die Simulation berücksichtigt die Geometrie einmal für die Standard- als auch für die erweiterte Detektorstation. Die Annahmen für den Myonfluß entsprechen denen in Kapitel 3.2.3. Die über die Einfallrichtung erhaltene Wegstrecke im Szintillator wird mit dem wahrscheinlichsten Energieeintrag für minimalionisierende Myonen multipliziert, welcher im verwendeten Szintillatormaterial 1.95 MeV/cm beträgt. In der so erzeugten Verteilung des Energiedeposits wird der wahrscheinlichste Wert ermittelt. Der Nullpunkt der Energieskala wird mit Offsetmessungen an den einzelnen ADC-Kanälen bestimmt.

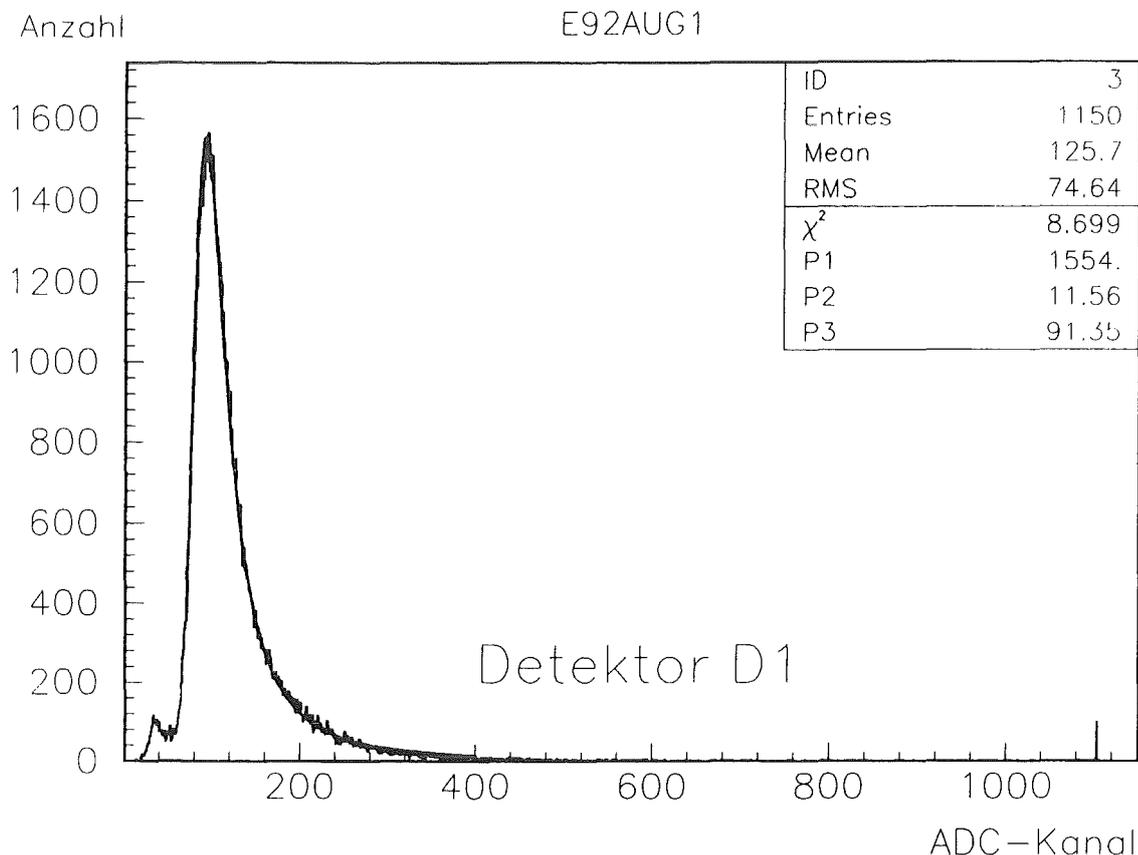


Abbildung 5.3 : Energieeichspektrum Station D (ausgebaut) Kanal D1 (oben links) mit Landaufit von ADC-Kanal 70-400

Die zu erwartende Zählratenreduktion durch die Reduzierung der Winkelakzeptanz durch die Koinzidenzbedingung wird ermittelt (vgl. Kap.3.2.3). Dieser Effekt des Ausleckens von Teilchen muß auch als zusätzliche Fehlerquelle bei diesen Untersuchungen beachtet werden. Die

Energieauflösung kann wegen den oben geschilderten Fehlerquellen bei den Eichmessungen, welche sich besonders auf die Breite der Verteilung auswirken, nur abgeschätzt werden. Auf der Basis der Eichspektren wird die Halbwertsbreite als Fehler der Energiebestimmung angenommen, so daß eine Energieauflösung von etwa 50 % resultiert.

Eine andere Möglichkeit die Energieauflösung der Meßkanäle zu bestimmen, ist die gemessenen Energiedeposits der oberen Lagen, welche auf zwei Seiten über jeweils einen Photomultiplier ausgelesen werden, zu vergleichen. Hierzu werden die beiden oberen Kanäle einer Station, diese sind an den selben Szintillator angekoppelt, gegeneinander aufgetragen. Aus der so gewonnenen Verteilung (Abb.5.4) wird ersichtlich, daß bei allen Energien etwa eine Unschärfe von  $\sigma = 50\%$  besteht. Dies ist durch Treffer zu erklären, die den Szintillator nahe einem Photomultiplier treffen, dieser sieht dann sehr viele Photonen, der gegenüberliegende zweite Photomultiplier hingegen deutlich weniger, da das Fluoreszenzlicht erst durch den ganzen Szintillator laufen muß und dabei stark abgeschwächt wird.

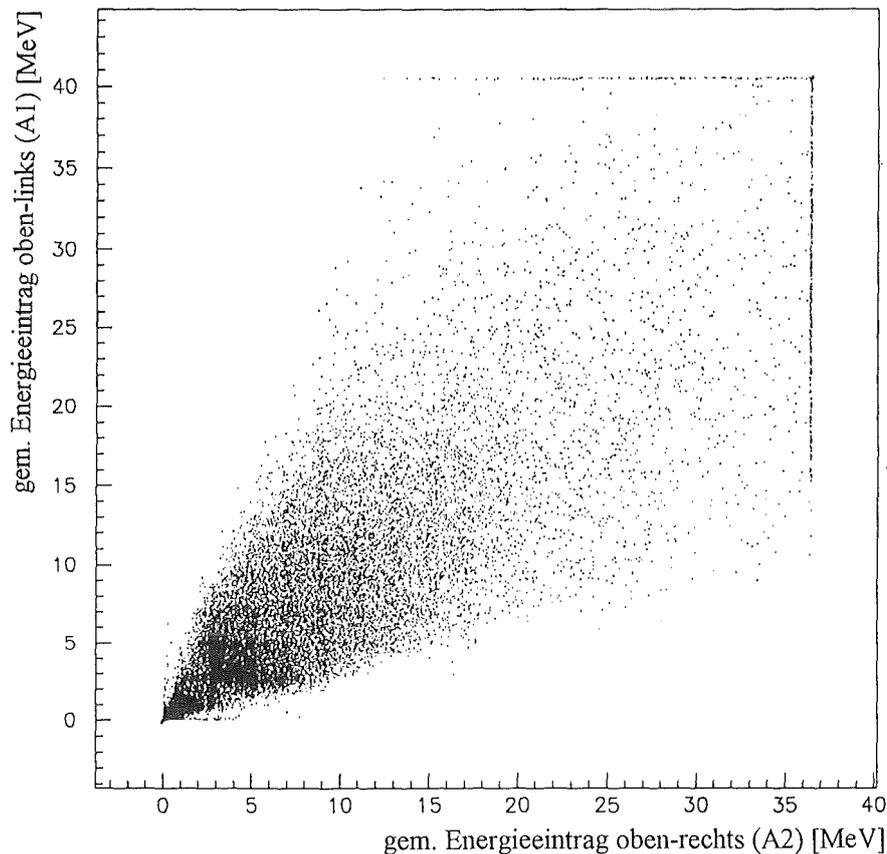


Abbildung 5.4 : Energieauflösung (exemplarisch): Station A oben links : Kanal A1 relativ zu oben rechts: Kanal A2

Eine bessere Energieauflösung wäre wünschenswert. Sie ließe sich vor allem mit dickeren, kleineren Szintillatorplatten erreichen, wobei sorgfältig auf Oberflächenbeschaffenheit zu achten ist, um Verluste beim Lichttransport möglichst gering zu halten.

## 5.2 Messungen

Die Messungen mit dem Mini-Array werden mit der Triggerbedingung durchgeführt, daß innerhalb eines Zeitfensters in mindestens zwei Detektorstationen jeweils ein gültiges Signal erzeugt wird. Die aufgenommenen Daten umfassen neben acht Zeitinformationen (TDC-Daten) zur Bestimmung der Schauerrichtung, die gemessenen Energieeinträge (ADC-Werte), z.B. zur Untersuchung von Punch-Through-Ereignissen. Die Datenauslese des Mini-Arrays wurde über ein zentral konfigurierbares Meßprogramm gesteuert [Kre93]. Drei Datenaufnahme-Perioden werden zur Auswertung herangezogen. Diese umfassen insgesamt ca. 938 Stunden Meßzeit mit ca.  $5.98 \cdot 10^5$  Ereignissen. In Tabelle 5.1 sind neben der Meßdauer und der Anzahl der aufgenommenen Ereignisse auch die Anzahl von Ereignissen, welche für verschiedene Untersuchungen zur Verfügung stehen, angezeigt. So ist nur für Dreier- und Vierer- Koinzidenzereignisse eine Richtungsrekonstruktion möglich. Für die Ereignisse zur Untersuchung der durchdringenden e- $\gamma$ -Komponente wird eine Energiedeposition von mindestens 1 MeV in wenigstens einer abgeschirmten Szintillatorlage verlangt. Aufgeführt sind einmal alle Ereignisse, welche mehr als 1 MeV Energie in einer der unteren Szintillatorlagen der Normalstationen bzw. in der mittleren Szintillatorlage der ausgebauten Station besitzen ( $E_{\text{depo}}(\text{Mitte}) > 1 \text{ MeV}$ ), zum anderen nur Ereignisse, welche in der mittleren Szintillatorlage der ausgebauten Station D mindestens 1 MeV Energie deponiert haben ( $E_{\text{depo}}(\text{Mitte D}) > 1 \text{ MeV}$ ).

Meßperiode	Juli-August 92	Oktober 92	Januar-Februar 93	total
Meßdauer	17d 20h	6d 8h	14d 22h	39d 2h
Ereignisse	270257	96024	231557	597838
3+4- Koinzidenz- ereignisse	48927 (18.1%)	17638 (18.4%)	38308 (16.5%)	104873 (17.5%)
Ereignisse mit: $E_{\text{depo}}(\text{Mitte})$ > 1 MeV	91169 (33.7%)	31912 (33.2%)	79946 (34.5%)	203027 (34.0%)
Ereignisse mit: $E_{\text{depo}}(\text{Mitte D})$ > 1 MeV	29179 (10.8%)	10269 (10.7%)	25711 (11.1%)	65159 (10.9%)

Tabelle 5.1 : Übersicht über Meßdaten-Sätze

---

## 5.3 Detektorsimulation

Um das Ansprechvermögen von Elektronen, Photonen und Myonen im Detektor zu untersuchen, werden detaillierte Monte-Carlo-Simulationen (siehe auch [Fur93]) mit Hilfe des Programms GEANT 3.15 [Bru87] durchgeführt.

Die Wechselwirkungen von Teilchen mit unterschiedlichen Energien (0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 1, 2, 5 und 10 GeV) und verschiedenen Einfallrichtungen (Zenitwinkel  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $30^\circ$ ; Azimutwinkel fest) mit dem Detektor werden simuliert. Die Simulation erfolgt so, daß der untere Szintillator möglichst zentral getroffen wird; auf diese Art wird der maximale Wert an Energie im Szintillator deponiert und Leckagen minimal gehalten. Für jede Kombination von Teilchenart, Richtung und Energie werden jeweils 1000 Ereignisse in den Monte-Carlo-Rechnungen studiert.

Aus den erhaltenen Simulationsdaten werden Nachweiswahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Energieschwellen in den einzelnen Szintillatorschichten ermittelt. Hierbei wird als niedrigste Energieschwelle 1 MeV angesetzt, da Ergebnisse mit niedrigeren Schwellen nicht mehr mit den realen Schauermessungen verglichen werden können. Kleinere Energien lassen sich wegen des Untergrundes nicht mehr sinnvoll auswerten.

Da die gemessenen Schauer bei ca.  $20^\circ$  ihr Maximum in ihrer Zenitwinkelverteilung besitzen, liegt der Schwerpunkt dieser Untersuchung bei Teilchen, welche unter einem Zenitwinkel von  $20^\circ$  simuliert werden. Die folgenden Tabellen und Grafiken beziehen sich deshalb auf die unter  $20^\circ$  simulierten Daten, wobei die Unterschiede zu den anderen simulierten Winkeln gering sind. In Abbildung 5.5 (Photonen), 5.6 (Elektronen) sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für verschiedene Schwellen für die Energiedeposition in der mittlere Lage dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt mit steigender Teilchenenergie stetig zu, bis sie schließlich 100 % erreicht. Bei Verschärfung der Nachweisschwelle sinken die Nachweiswahrscheinlichkeiten, der hundertprozentige Nachweis wird erst bei höheren Teilchenenergien erreicht. Es läßt sich also über die Wahl der Nachweisschwelle grob auf die Teilchenenergie zurückschließen.

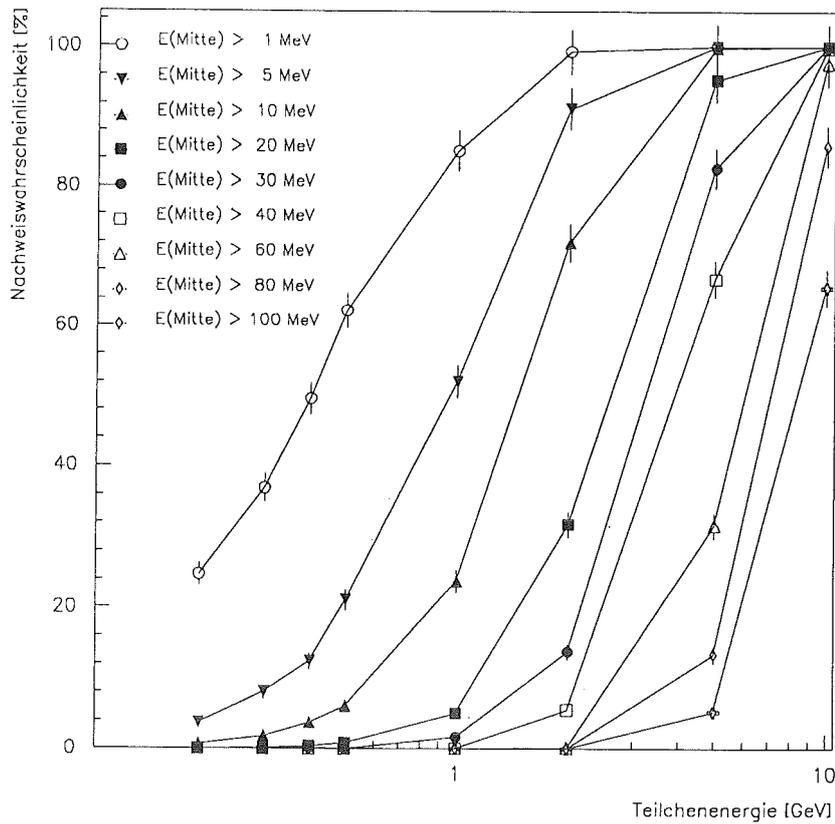


Abbildung 5.5: Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Schwellen der im mittleren Szintillator deponierten Energie ( $> 1, 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100$  MeV) bei  $20^\circ$  Zenitwinkel für Photonen

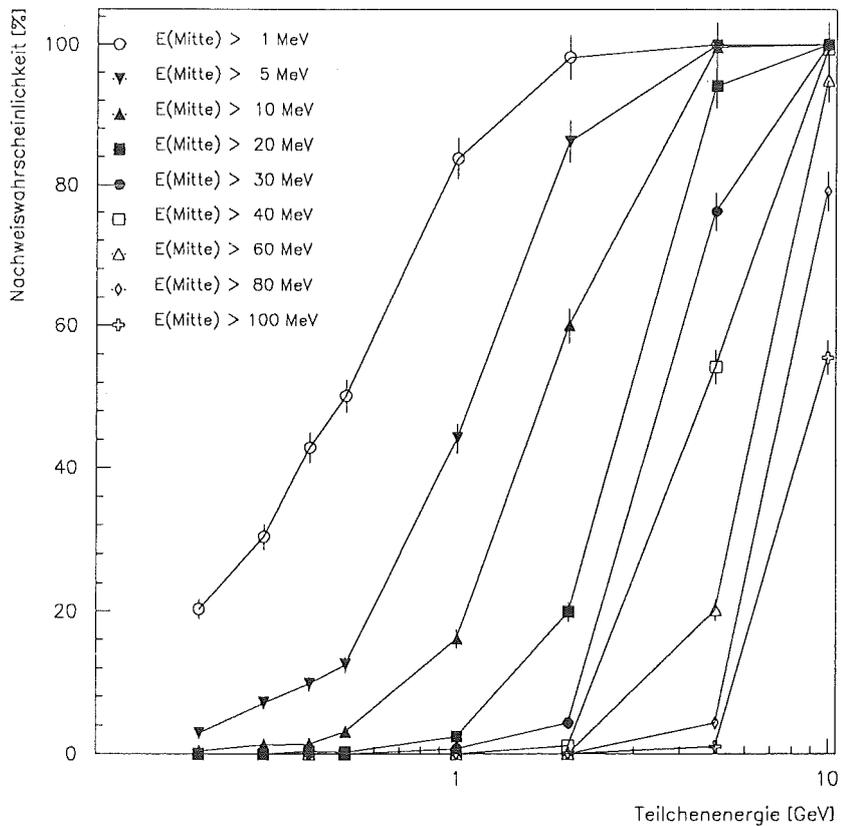
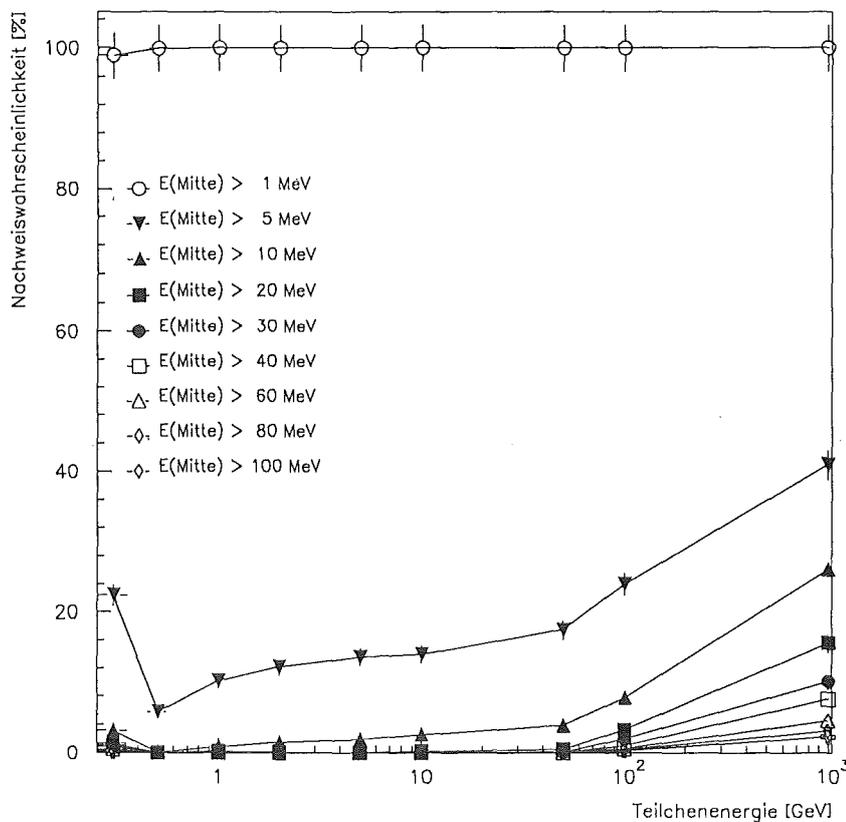


Abbildung 5.6: Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Schwellen der im mittleren Szintillator deponierten Energie ( $> 1, 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100$  MeV) bei  $20^\circ$  Zenitwinkel für Elektronen

Das Verhalten des Detektors auf Myonen wird ebenfalls untersucht, um den Anteil von Myonen bei der Punch-Through-Ermittlung abschätzen zu können. Wie bei der Simulation der Photonen und Elektronen werden wieder Zenitwinkel von  $0^\circ$ - $30^\circ$ , in  $10^\circ$  Schritten bei festem Azimutwinkel gewählt. Die Energien der Myonen liegen bei 0.3, 0.5, 1, 2, 5, 10, 50 und 1000 GeV. Diese breite Energieverteilung wird gewählt, da die mittlere Energie der Myonen eines Schauers deutlich über der der Elektronen oder Photonen liegt. Hinzu kommt, daß bei extrem hochenergetischen Myonen auch Paarbildung und Bremsstrahlung [Kok88, Leh85] immer mehr zu den Energiedepositionen im mittleren Szintillator beitragen.

Wiederum werden Nachweis-Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Szintillatorebenen bei vorgegebenen Schwellen in der Nachweisenergie ermittelt (Abb.5.7). Aus den Verteilungen ist ersichtlich, daß eine Abseparierung von Punch-Through-Ereignissen erst bei Nachweisschwellen ab etwa 5 MeV möglich ist. Ab dieser Schwelle werden über den gesamten Energiebereich Myonen deutlich unterdrückt. Der Anstieg der Nachweisraten bei etwa 300 MeV Teilchenenergie beruht auf in der Abschirmung gestoppten Myonen. Diese lösen einen Schauer aus, der zu höheren Energieeinträgen im unteren Szintillator führt. Dieser Effekt verliert aber bei noch höheren Nachweisschwellen zunehmend an Bedeutung, die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt auf unter 5 %. Zu höchsten Teilchenenergien ( $> 100$  GeV) nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit wieder erkennbar zu. Hier tragen Bremsstrahlung und Paarbildung immer mehr zum Energiedeposit bei.



**Abbildung 5.7 :** Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Schwellen der im mittleren Szintillator deponierten Energie ( $> 1, 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100$  MeV) bei  $20^\circ$  Zenitwinkel für Myonen

## 5.4 Punch-Through-Ereignisse und Myonen

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten aus den betrachteten Simulationen lassen alleine über die Interpretation des Energiedeposits im mittleren Szintillator keine hinreichende Separierung zwischen Punch-Through- und Myon-Ereignissen zu. Deshalb werden zusätzlich die Signale der unteren Szintillatorebene mitberücksichtigt; dies ist nur an der ausgebauten Station möglich. In erster Näherung sollte durch den Punch-Through eines Elektrons oder Photons in der mittleren Ebene zwar Energie deponiert werden, in der unteren Ebene der Schauer aber bereits wegen der zusätzlichen Abschirmung durch 10 cm Blei und 4 cm Eisen (was 20.2 Strahlungslängen unter  $0^\circ$  Zenit entspricht) ausgestorben sein. Myonen dagegen sollten als minimalionisierende Teilchen in jeder der drei Szintillatorebenen etwa gleich viel Energie zurücklassen. Deshalb wird zur Erkennung von Myonereignissen eine Energiedeposition in der mittleren und der unteren Szintillatorschicht gefordert.

Als Nachweisschwelle für die Energiedeposition im unteren Szintillator werden 2 MeV gefordert, ein Wert den in den Simulationsrechnungen alle minimalionisierenden Myonen überschreiten. Fast alle Elektronen und Photonen liegen unter dieser 2 MeV-Schwelle; nur wenige Promille werden als Myonereignisse fehlgedeutet. Die Nachweisschwelle im mittleren Szintillator wird variiert. Die hiermit erhaltenen Nachweiswahrscheinlichkeiten sind in den Tabellen 5.1, 5.2, 5.3 dargestellt.

$E_{\text{depo}}(\text{Mitte})$	> 1 MeV	> 2 MeV	> 5 MeV	> 10 MeV	> 20 MeV	> 30 MeV	> 40 MeV	> 60 MeV	> 80 MeV	> 100 MeV
	Raten [ $\frac{\%}{100}$ ]									
Photonen [GeV]										
0.2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.3	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0
0.4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.5	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0
1	4	3	3	1	1	1	0	0	0	0
2	11	11	9	8	6	3	1	0	0	0
5	23	23	23	23	20	19	17	9	6	3
10	69	69	69	69	69	69	69	68	61	53

**Tabelle 5.1:** Nachweiswahrscheinlichkeiten für Photonen, Energiedeposit im unteren Szintillator  $> 2$  MeV

E <sub>depo</sub> (Mitte)	> 1 MeV	> 2 MeV	> 5 MeV	> 10 MeV	> 20 MeV	> 30 MeV	> 40 MeV	> 60 MeV	> 80 MeV	> 100 MeV
	Raten [‰]									
Elektronen[GeV]										
0.2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	6	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5	13	13	13	12	10	10	8	4	1	0
10	41	41	41	41	41	40	40	37	34	25

Tabelle 5.2 : Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen, Energiedeposit im unteren Szintillator > 2 MeV

E <sub>depo</sub> (Mitte)	> 1 MeV	> 2 MeV	> 5 MeV	> 10 MeV	> 20 MeV	> 30 MeV	> 40 MeV	> 60 MeV	> 80 MeV	> 100 MeV
	Raten [‰]									
Myonen [GeV]										
0.3	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.5	894	894	48	1	0	0	0	0	0	0
1	998	998	101	8	1	0	0	0	0	0
2	1000	1000	122	15	1	0	0	0	0	0
5	1000	1000	136	19	0	0	0	0	0	0
10	1000	1000	14	26	2	1	0	0	0	0
50	1000	1000	175	39	5	1	0	0	0	0
100	1000	1000	240	78	33	20	10	6	5	3
1000	1000	1000	410	261	156	101	76	46	31	23

Tabelle 5.3 : Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen, Energiedeposit im unteren Szintillator > 2 MeV

Somit ergibt sich eine grobe Klassifizierung in Myon- bzw Punch-Through-Ereignisse:

Ein Ereignis wird als Myon interpretiert, wenn die Energiedeposition in der mittleren Szintillatorebene größer 1 MeV, aber kleiner 20 MeV ist, und zusätzlich im unteren Szintillator ein Energiedeposit größer 2 MeV existiert. Als Punch-Through-Ereignis, durch ein Photon oder Elektron, wird ein Ereignis dann interpretiert, falls es entweder in der mittleren

Szintillatorebene mehr als 20 MeV deponiert, oder aber alternativ in der mittleren Ebene mehr als 1 MeV und in der unteren Ebene weniger als 2 MeV deponiert hat.

Diese so definierten Schnitte werden auf die simulierten Daten angewendet. Ergebnis ist die Wahrscheinlichkeit Punch-Through-Ereignisse zu erkennen, bzw. die Wahrscheinlichkeit für als Punch-Through-Ereignisse fehlinterpretierte Myonen, in Abhängigkeit von Teilchenenergie und Einfallrichtung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Punch-Through-Ereignissen liegt über den gesamten simulierten Bereich über 99 %, es werden also fast alle Punch-Through-Ereignisse auch als solche erkannt (Abb.5.8 und Abb.5.9).

Der störende Einfluß von fehlgedeuteten Myonen rührt zum einen von Myonen im Energiebereich von 300-500 MeV. Diese Myonen werden nahezu zu 100 % als Punch-Through-Ereignisse gedeutet, da Myonen bis ca. 450 MeV im Mittel in der zweiten Absorberlage gestoppt werden, und deswegen kein Signal in der unteren Ebene hervorrufen können. Diese Myonen sind mit diesen Klassifizierungsregeln prinzipiell nicht von Elektronen (Photonen) zu unterscheiden, lassen sich aber von Elektronen (Photonen) mit noch größeren Energien, die in der mittleren Szintillatorlage mehr als 20 MeV deponieren (Abb.5.5, Abb.5.6 und Abb.5.7), trennen. Zum anderen können sehr hochenergetische Myonen ebenfalls relativ hohe Energieverluste in der mittleren Szintillatorebene durch Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse erleiden, bei ihnen ist dann ebenfalls eine Verwechslung mit Punch-Through-Ereignissen möglich (siehe Abb.5.7 und Abb.5.10).

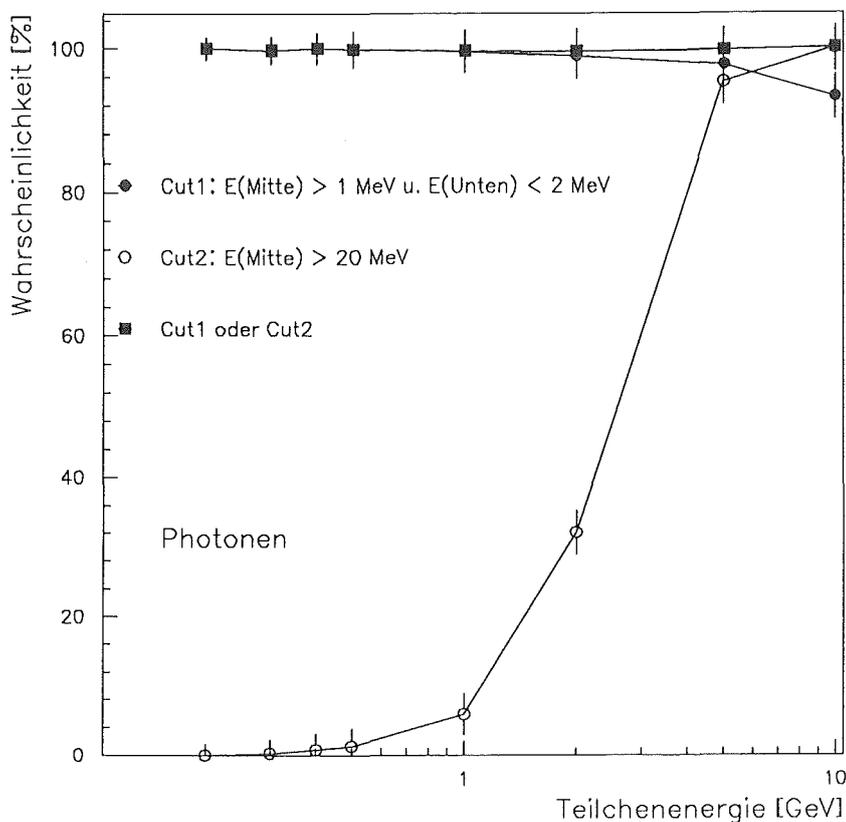


Abbildung 5.8 : Wahrscheinlichkeit für die Erkennung von Punch-Through-Ereignissen von Photonen

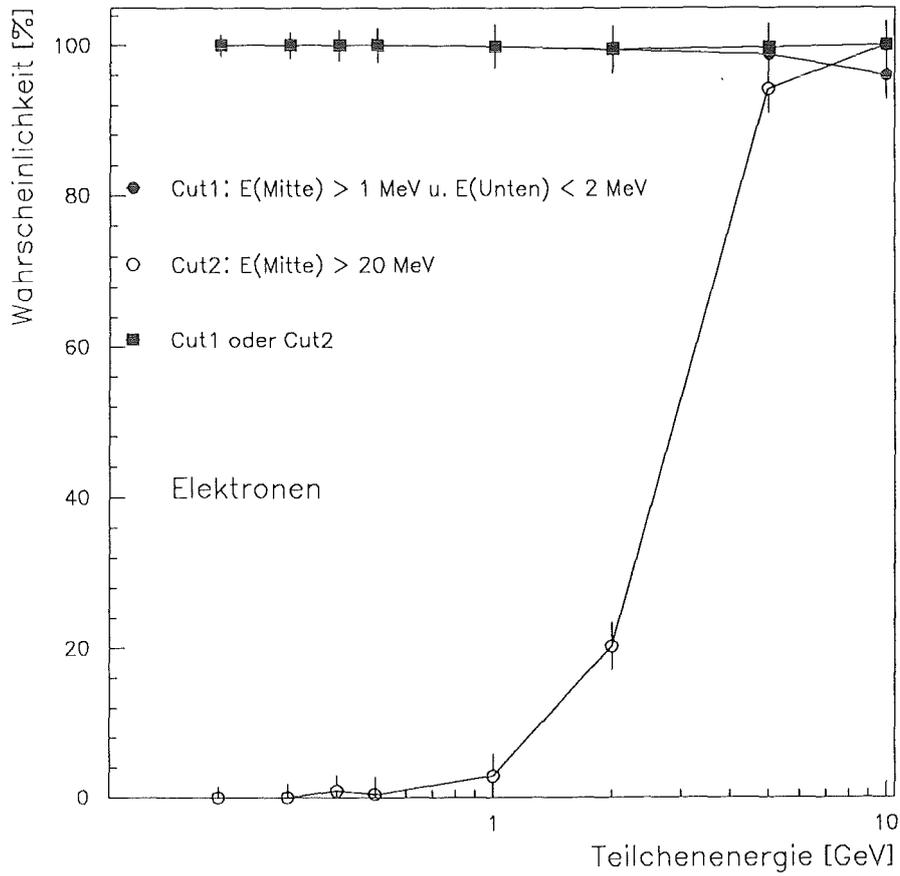


Abbildung 5.9 : Wahrscheinlichkeit für die Erkennung von Punch-Through-Ereignissen von Elektronen

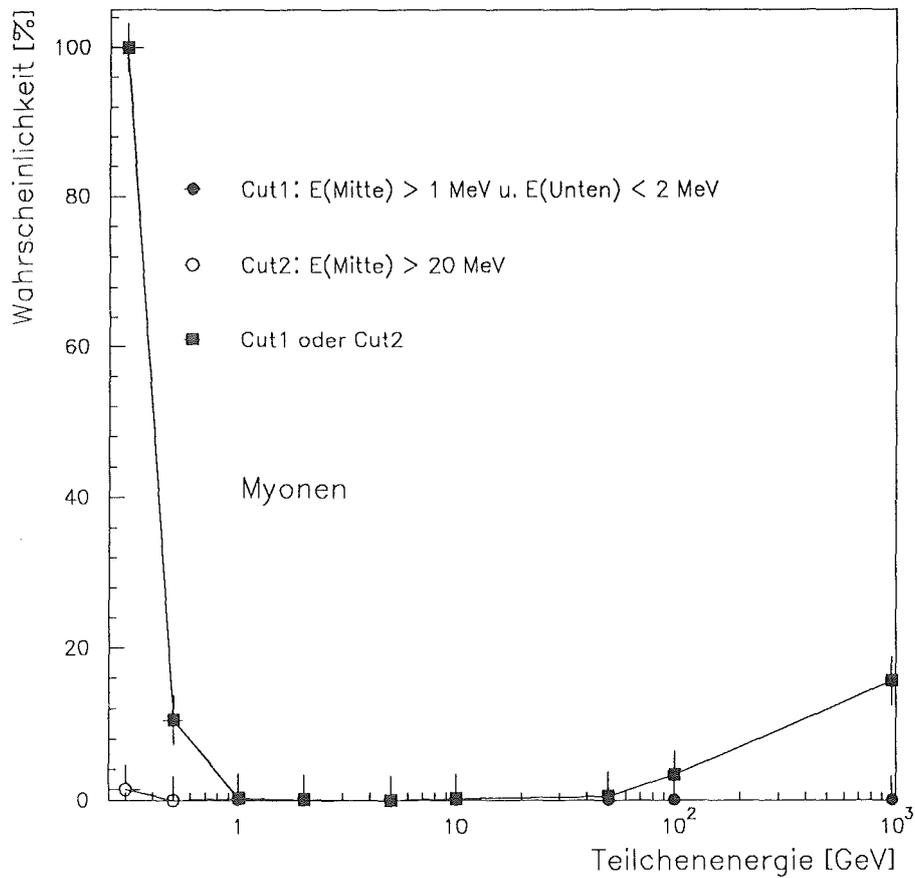


Abbildung 5.10 : Wahrscheinlichkeit für die Fehldeutung eines Myons als Punch-Through-Ereignis

## 5.5 Vergleich Simulation und Messung

Die aus Simulationsrechnungen gewonnenen Erkenntnisse können nun mit den Meßergebnissen verglichen werden. Dabei werden die Meßdaten aller drei Meßperioden (597838 Ereignisse) verwendet (siehe Tab.5.1). Zur Klassifizierung der Ereignisse werden einmal die Klassifizierungsregeln aus Kapitel 5.4 (nur für ausgebaute Station D möglich) angewendet, zum anderen ausschließlich die ADC-Information des mittleren Detektors benutzt (Standard-Station).

### 5.5.1 Teilchenidentifikation bei Meßdaten

Bei der Klassifizierung der Meßdaten werden die Erkennungsmerkmale aus Kapitel 5.4 benutzt. Diese fordern für ein Punch-Through-Ereignis eine Energiedeposition von mindestens 20 MeV in der mittleren Szintillatorlage, oder alternativ eine Energiedeposition von mindestens 1 MeV verbunden mit einer Energiedeposition in der unteren Lage von weniger als 2 MeV. Herangezogen werden sämtliche Daten aus den drei Meßperioden. Tabelle 5.4 zeigt das Ergebnis der Klassifizierung aller Meßereignisse, deren Energiedeposit in der mittleren Szintillatorlage der Station D mindestens 1 MeV beträgt. Dabei werden 76 % der Ereignisse als Punch-Through-Ereignisse interpretiert. Diese Unterscheidungsquote ist jedoch noch zu korrigieren, da schräg einfallende Myonen berücksichtigt werden müssen, welche den oberen und den mittleren Szintillator treffen, den unteren hingegen nicht. Aus geometrischen Überlegungen sind deswegen etwa 30 % der als Punch-Through-Ereignisse klassifizierten Ereignisse fehlgedeutete Myonen.

Ereignisse mit : $E_{\text{depo}}(\text{Mitte}) > 1 \text{ MeV}$	65159
Punch-Through-Anteil	49597 (76 %)
Myon-Anteil	15562 (24 %)

Tabelle 5.4 : Ermittlung der Punch-Through-Ereignisse und der Myonen in Station D

Die Untersuchung der Energiedepositionen in der mittleren bzw. unteren Detektorlage liefert einen Eindruck davon (siehe Tab.5.4 und Tab.5.5), daß die Abseparierung der Myonen für höhere Punch-Through-Nachweisschwellen im mittleren Szintillator besser wird. So besitzen 7138 Ereignisse einen Energiedeposit von mehr als 20 MeV in der mittleren Detektorlage. Hierbei handelt es sich höchstwahrscheinlich um Punch-Through-Ereignisse. Bei der zweiten und dritten Meßperiode mit erweiterter Meßelektronik (siehe Kap.2.3) kann auf einen erweiterten dynamischen Bereich zurückgegriffen werden (siehe Tab.5.6).

D3 / D4 Ereignisse	Mitte > 1 MeV Unten < 2 MeV	Mitte > 5 MeV	> 10 MeV	> 20 MeV	> 30 MeV	> 40 MeV	Unten > 1 MeV	> 5 MeV	> 10 MeV	> 20 MeV	> 30 MeV	> 40 MeV
Juli-August	21509	12227	6308	3211	2199	1711	9124	3148	1194	608	455	344
Oktober	8033	4614	2397	1260	847	657	3619	1249	470	241	174	-
Januar-Februar	18600	10967	5402	2667	-	-	7503	2568	958	503	371	277

**Tabelle 5.5 :** Gemessene Energiedepositionen im Detektor D (ausgebaute Station) Standardauslesekanäle (die leeren Tabellenpositionen liegen außerhalb des dynamischen Bereichs des ADCs)

	Mitte > 20 MeV	(D32) > 40 MeV	> 60 MeV	> 80 MeV	> 100 MeV	Unten (D42) > 20 MeV	> 40 MeV	> 60 MeV	> 80 MeV	> 100 MeV
Ereignisse Oktober	1232	648	461	266	163	245	127	53	17	5
Ereignisse Jan-Feb	2650	1581	680	235	-	508	291	128	53	24

**Tabelle 5.6 :** Ermittlung der Energiedepositionen im Detektor D (ausgebaute Station) mit 4-fach-Untersetzung gemessene Kanäle (die leeren Tabellenpositionen liegen außerhalb des dynamischen Bereichs des ADCs)

Die hohen Energieeinträge in allen Szintillatorschichten der Station D (siehe Abb.5.11) deuten auf Hadron-Ereignisse hin. 310 Ereignisse besitzen einen gemessenen Energieeintrag von mehr als 30 MeV in allen drei Szintillatorschichten. 954 Ereignisse besitzen mehr als 10 MeV in jeder Szintillatorschicht. Hieraus leitet sich ein Hadronanteil von ca. 1-2 %, welcher komplett als Punch-Through-Ereignisse erkannt wird.

In Abbildung 5.11 ist der mittlere über den unteren Energiedeposit der Station D aufgetragen. Gut zu erkennen ist die Abseparierung der Myonkomponente hauptsächlich im Bereich 1-2 MeV - 20 MeV Energiedeposit des mittleren und mindestens 1-2 MeV Energiedeposit im unteren Szintillator. Dies entspricht den aus den Simulationen gewonnenen Erkennungsmerkmalen für Myonen (Kap.5.4). So handelt es sich bei den Ereignissen im dünnen Band mit keinem Energieeintrag im unteren Szintillator hauptsächlich um die gesuchten Punch-Through-Elektronen und Photonen. Das Band bei Energieeintrag Null im mittleren Szintillator rührt von schräg einfallenden Teilchen her, welche den mittleren Szintillator nicht getroffen haben.

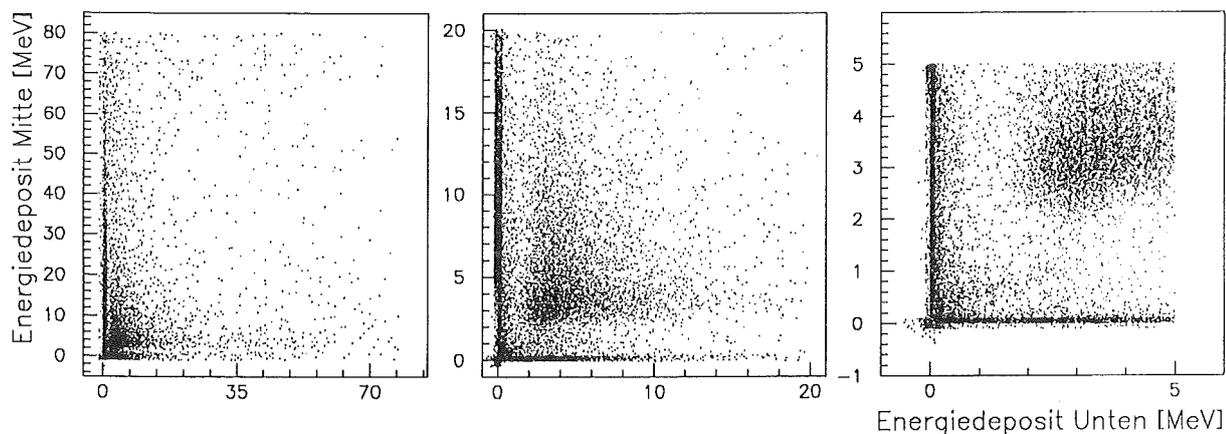
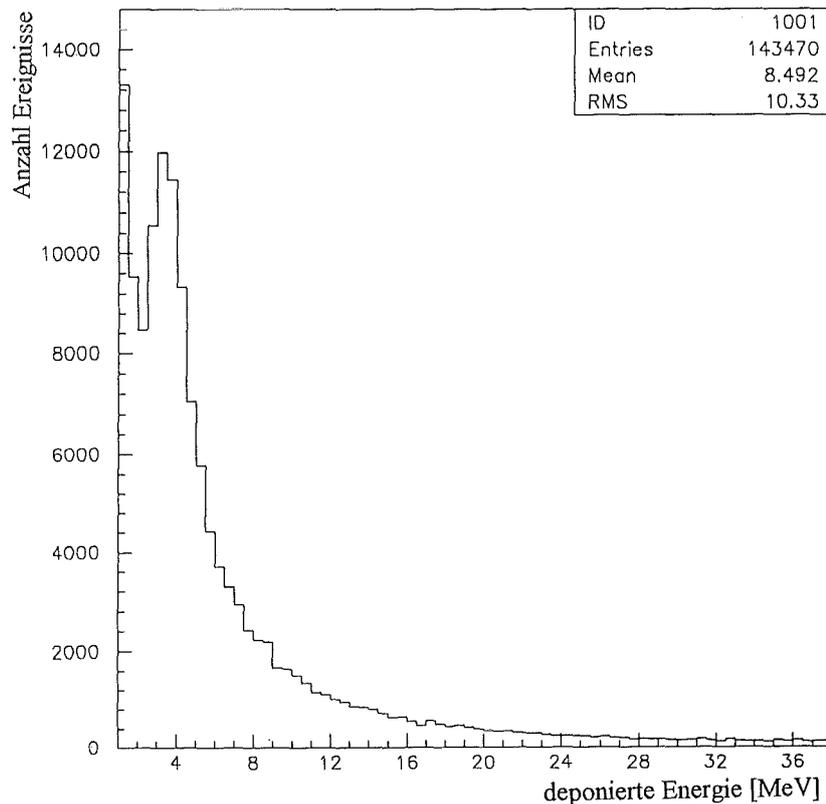


Abbildung 5.11 : Energiedepositionen mittlerer Szintillator über unteren Szintillator

### 5.5.2 Vergleich von simulierten mit gemessenen Spektrum

Als Test der Zuverlässigkeit der Simulationsrechnungen soll das gemessene Energieverlustspektrum mit einem auf die Simulationsergebnisse aufbauenden simulierten Energieverlustspektrum verglichen werden.

Das gemessene Spektrum setzt sich aus den vier Einzelspektren der unteren Szintillatorlage der Standard-Stationen und der mittlern Lage der umgebauten Detektorstation D zusammen. Für einen Eintrag ins Spektrum wird ein Energieeintrag von mindestens 1 MeV verlangt (Abb.5.12). Es wurden alle Ereignisse der drei Meßperioden ausgewertet. Der Myon-Peak ist trotz des hohen Untergrundes durch niederenergetische Teilchen gut auszumachen. Das Peak-Maximum liegt bei ca. 3.8 MeV.



**Abbildung 5.12 :** Energieverlustspektrum, gemessen in den unteren Szintillatorlage der Detektorstationen A-C und der mittleren Szintillatorlage der Station D

Für das Simulationsspektrum werden nur die Ergebnisse der unter  $20^\circ$  Azimutwinkel gerechneten Ereignisse berücksichtigt, da dieser Winkel dem häufigsten Wert in der gemessenen Azimutwinkelverteilung entspricht. Aus der Detektorsimulation der ausgebauten Station D ist die Wahrscheinlichkeit bekannt, mit der ein Teilchen mit gegebener Energie im mittleren Szintillator nachgewiesen wird, d.h. einen Energiedeposit von mindestens 1 MeV verursacht. Weiter läßt sich durch Anpassen von Polynom-Funktionen die Abhängigkeit des mittleren Energieübertrags von der Energie des Teilchens bestimmen. Myonen werden bei dieser Energieschwelle vollständig nachgewiesen und ihr wahrscheinlichster Energiedeposit ändert sich nur geringfügig mit ihrer Teilchenenergie. Völlig anders verhalten sich Photonen und Elektronen. Bei ihnen hängen Nachweiswahrscheinlichkeit und Energiedeposit sehr stark von der Teilchenenergie ab (siehe Abb.5.5, 5.6, 5.7).

Diese Ergebnisse werden mit Daten simulierter Protonschauern mit einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV gefaltet. Diese Daten stammen aus CORSIKA-Simulationsrechnungen (CORSIKA: Schauersimulationsprogramm [Cap92]) und umfassen 102 einzeln simulierte Luftschauer. Als Schauerparameter sind unter anderem Elektronen, Photonen und Myonen mit den jeweiligen Impulsen sowie ihren Ort (Entfernung zum Schauerzentrum) in einem Datensatz abgelegt. Für alle Elektronen, Photonen und Myonen des Schauers wird der mittlere Energieverlust in einem Spektrum aufgetragen, wobei ihre jeweilige Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt wird. Um die Detektoreigenschaften zu berücksichtigen, wird der fast monoenergetische Myon-Peak

mit einer Gaußfunktion verschmiert. Anschließend wird auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse normiert.

Das so gewonnene Spektrum ist dem gemessenen Energieverlustspektrum ähnlich. Das Maximum des Myon-Peaks liegt ebenfalls bei ca. 3.8 MeV. Lediglich im Abfall des Spektrums ergeben sich kleinere Abweichungen, welche sich jedoch mit den vereinfachenden Annahmen dieser Simulation erklären lassen. Geometrieeffekte im Detektor, wie zum Beispiel Selbstabsorption der Photoquanten im Szintillator, werden ebenso vernachlässigt, wie die Quanteneffizienz des Photomultipliers, bzw. der Einfluß der Meßelektronik. Deshalb werden in der Simulation deutlich mehr Teilchen nachgewiesen als tatsächlich gemessen werden. Dies ist hauptsächlich durch die Photonen verursacht, da sie im obersten Szintillator nur in den seltensten Fällen zu einem über der Diskriminatoschwelle liegenden Signal führen und somit nichts zur Triggerkoinzidenz beitragen können. Die Winkelverteilung der gemessenen Luftschauer wird in der Simulation nicht berücksichtigt, Als Einfallswinkel wird der wahrscheinlichste Wert der gemessenen Verteilung verwendet. Und schließlich werden alle Teilchen einzeln betrachtet; Mehrteilchenereignisse, wie in der Messung, deren Energiedeposits sich zu einem Größeren addieren, werden nicht behandelt. Dies führt zu einem steileren Abfall des simulierten Spektrums.

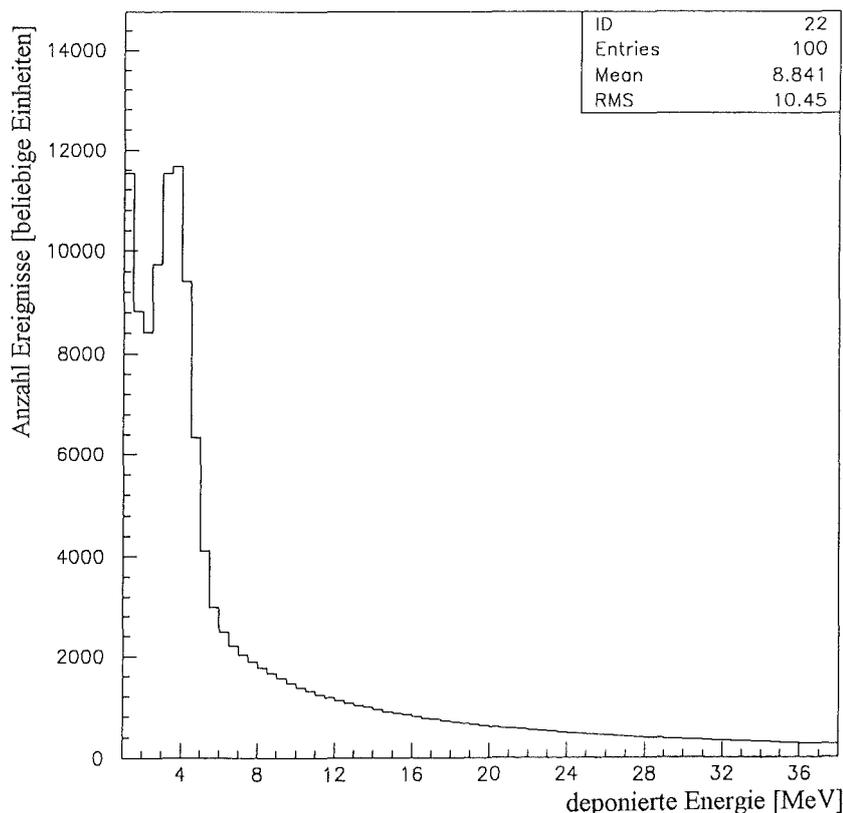


Abbildung 5.13 : Simuliertes Spektrum des Energieübertrags in der mittleren Szintillatorlage

Trotz der Vereinfachungen, welche bei der Simulation in Kauf genommen werden müssen, kann das gemessene Spektrum annähernd reproduziert werden, was die Vereinfachungen im nachhinein rechtfertigt.

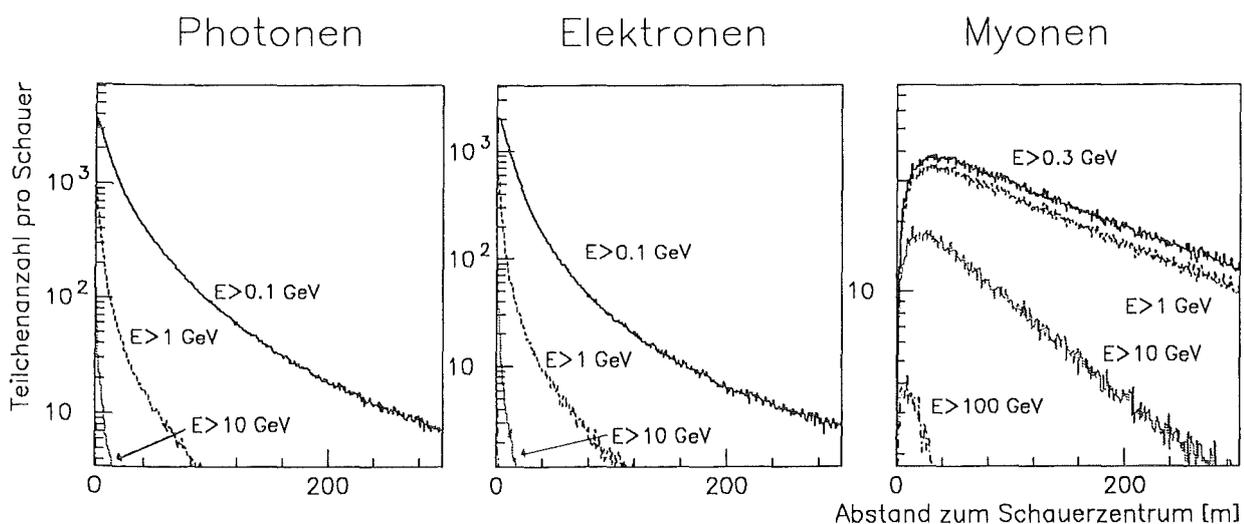
## 6

# Bestimmung des Abstandes zum Schauerzentrum

Ein interessanter Aspekt der Untersuchungen des durchdringenden Anteils der  $e\text{-}\gamma$ -Komponente ist die Frage, inwieweit sich aus den experimentellen Beobachtungen der Abstand zum Schauerzentrum ableiten läßt.

Hierzu wird das Verhalten der  $e\text{-}\gamma$ -Komponente in einem mehrlagigen Detektor untersucht. Hochenergetische Elektronen und Photonen können in einer einige Strahlungslängen dicken Abschirmung aufschauern und die Vielzahl der dabei entstehenden Sekundärteilchen dieser Aufschauern kann sich in einem darunter befindlichen Szintillator zu einer hohen Energiedeposition aufaddieren. Dieses Aufschauern und der anschließende Nachweis dieses Schauers wird als Punch-Through-Ereignis bezeichnet. Da minimalionisierende Myonen diese Abschirmung ebenfalls durchdringen, führen auch diese Teilchen zu Energiedepositionen und täuschen Punch-Through-Ereignisse vor. Im vorangegangenen Kapitel sind Unterscheidungskriterien zwischen Punch-Through-Ereignissen und Myonen aufgezeigt worden. Es wird die Wahrscheinlichkeit abgeschätzt, ein Myon als Punch-Through-Ereignis fehlzudeuten.

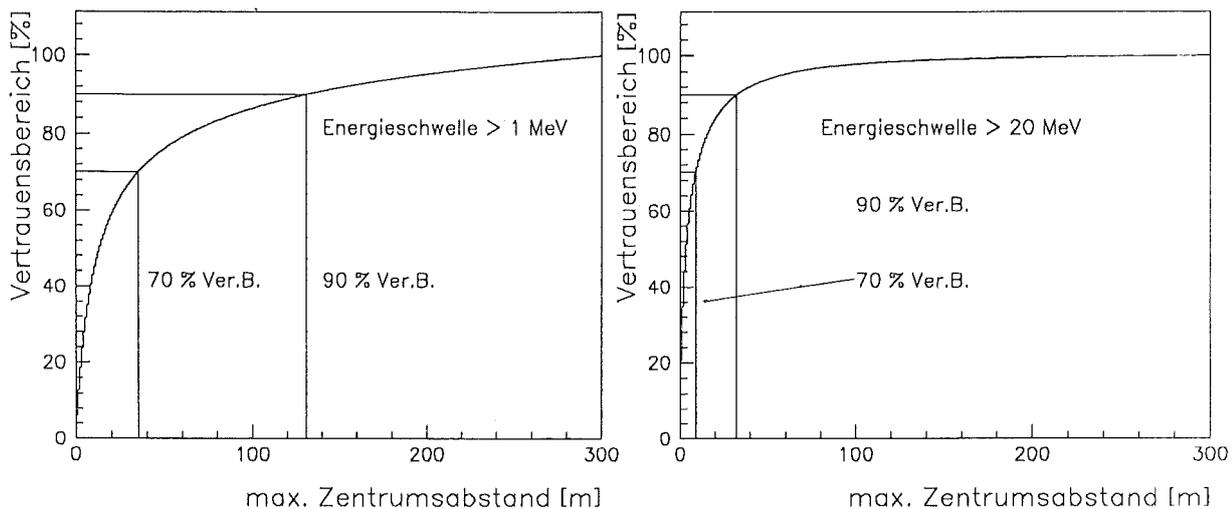
Die Verteilung der Elektronen, Photonen, bzw. Myonen bezüglich ihrer Teilchenenergie zeigt vor allem bei der durchdringenden  $e\text{-}\gamma$ -Komponente eine deutliche Abhängigkeit von dem Abstand zum Schauerzentrum (Abb.6.1). Dies gilt um so mehr, je höherenergetischer die Teilchen sind. Die Lateralverteilung der Myonen ist breiter und ihre Intensität ändert sich schwächer mit dem Abstand von der Schauerachse.



**Abbildungen 6.1:** Teilchenanzahl in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum bei verschiedenen Schwellen für die Teilchenenergie

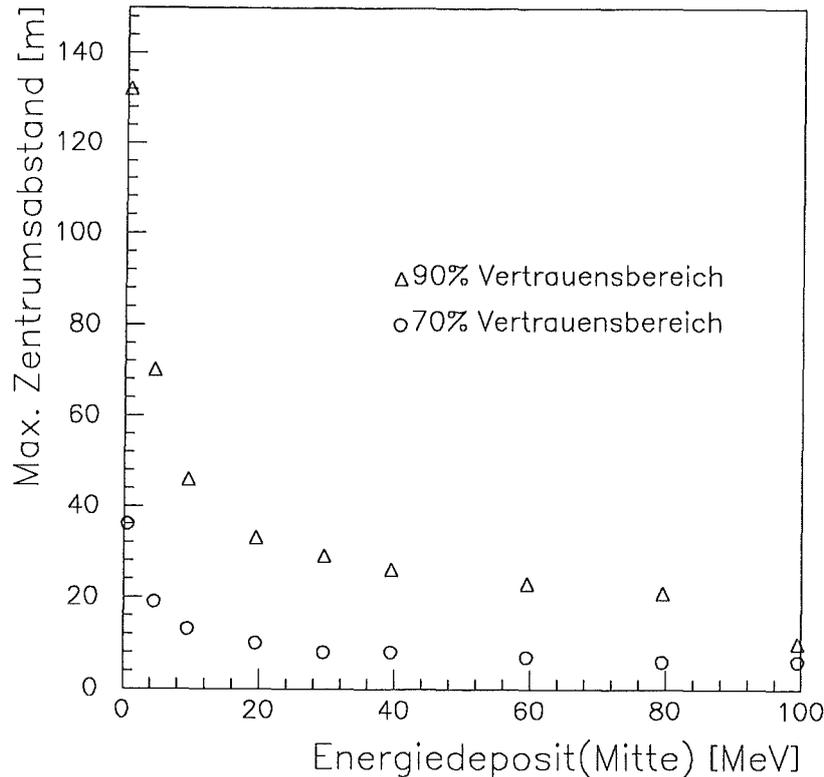
Um den Effekt der Abstandsabhängigkeit der Rate der Punch-Through-Ereignisse zu studieren, werden die aus den Detektorsimulationen ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten (Schwellen für den Energiedeposit waren dabei 1, 5, 10, 20, 30, 40, 60, 80 und 100 MeV) für einzelne Elektronen, Photonen und Myonen (siehe Kap.5.3) mit dem Ergebnis aus 50 simulierten protoninduzierten Luftschauern der Primärenergie  $10^{15}$  eV (CORSIKA-Schauersimulationsprogramm [Cap92]) gefaltet. Die Daten dieser Proton-Schauer umfassen unter anderem die Teilchensorte, Teilchenenergie, sowie deren Abstand zum Schauerzentrum. Addiert man nun die Verteilungen der verschiedenen Teilchensorten ( $\gamma$ , e,  $\mu$ ), so erhält man die oben gewünschte Wahrscheinlichkeit für jede gewählte Schwellenenergie.

Aus den so gewonnenen Verteilungen können nun integrierte Nachweiswahrscheinlichkeiten berechnet werden, als Anzahl der bis zu einem Abstand A vom Schauerzentrum entfernten nachgewiesenen Teilchen normiert auf die Gesamtanzahl aller nachgewiesenen Teilchen. Zwei solche Verteilungen für zwei Energieschwellen, 1 MeV und 20 MeV, sind in Abbildung 6.2 dargestellt.



**Abbildung 6.2 :** Integrierte Nachweiswahrscheinlichkeit für einen protoninduzierten Schauer der Energie  $10^{15}$  eV (CORSIKA-Simulation) in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum, bei Schwellenenergien von 1 MeV und 20 MeV

Bei allen 9 untersuchten Schwellenenergien wird für Vertrauensbereich 70 %, bzw. 90 % der maximale Abstand ermittelt (Abb.6.2). Die so gefundenen maximalen Entfernungen werden über den Schwellenenergien aufgetragen. Diese daraus ableitbare Kurve zeigt die maximale Entfernung zum Schauerzentrum beim gegebenen Energiedeposit an (Abb.6.3).



**Abbildung 6.3 :** Maximaler Abstand zum Schauerzentrum in Abhängigkeit von der im Detektor deponierten Energie für Vertrauensbereich 70 %, bzw. 90 %

Diese Darstellungen basieren jedoch auf drei Vereinfachungen :

- ♦ Es werden nur Proton-Schauer mit einer festen Energie von  $10^{15}$  eV mit fester Einfallrichtung benutzt; Energiespektrum und Winkelverteilung bleiben unberücksichtigt
- ♦ Jedes Teilchen des Schauers wird als Einzelteilchen in einem Detektor simuliert, d.h. jedes Teilchen des simulierten Schauers wird einzeln betrachtet.
- ♦ Die Triggereffizienz im oberen Szintillator wird nicht berücksichtigt, sondern als 100 % angenommen. Dies betrifft hauptsächlich die Photonen, die nur sehr selten zu einem Triggersignal beitragen
- ♦ Von Hadronen im Detektor hervorgerufene Signale werden, da die Häufigkeit der Hadronen am stärksten mit dem Abstand zum Schauerzentrum variiert und für Entfernungen größer 5-10 m vernachlässigt werden kann, nicht berücksichtigt. Trotzdem tragen sie zu den Messungen mit 1-2 % bei, wie sehr hohe Energiedeposits in allen Lagen der umgebauten Detektorstation D zeigen.

---

Diese Ergebnisse zeigen aber, daß eine grobe Ortsbestimmung des Schauerzentrums mit Hilfe des Nachweises der hochenergetischen  $e\text{-}\gamma$ -Komponente möglich erscheint. Das Mini-Array besitzt aber zu wenige Stationen (Stützpunkte), um mit Hilfe dieser Untersuchungen aus den Messungen einen Abstand zum Schauerzentrum bestimmen zu können. Es ist hier nur eine Anreicherung von nahen bzw. fernen Schauern möglich.

Weitere Untersuchungen der hochenergetischen  $e\text{-}\gamma$ -Komponente mittels Messungen mit dem **KASCADE**-Array werden aussagekräftiger sein, da dort der experimentelle Zugang zur Lokalisation des Schauerzentrums und der Bestimmung der Schauergröße über die Messung der Lateralverteilung der  $e\text{-}\gamma$ -Komponente möglich ist.

# Schlußbemerkungen

In dieser Arbeit wurde ein aus vier Szintillationsdetektoren bestehendes Mini-Array zum Nachweis von ausgedehnten Luftschauern in Betrieb genommen. Das Verhalten der einzelnen Detektorstationen wurde mittels Messungen der elektromagnetischen Komponente der Höhenstrahlung und des Myonenflusses untersucht. Das Ansprechverhalten des Mini-Arrays wurde untersucht, in dem Simulationsergebnisse mit den Messungen verglichen wurden.

Das Mini-Array ermöglicht die Messung von Schauerankunftszeiten in den einzelnen Detektorstationen und der Energiedepositionen in den einzelnen Szintillatorlagen. Eine Detektorstation (D) wurde zur Untersuchung der durchdringenden e- $\gamma$ -Komponente ausgebaut.

Über Messung der Ankunftszeiten in den einzelnen Detektorstationen wurde die Schauerrichtung mit einer Ebenennäherung der Schauerfront ermittelt. Hierfür sind prinzipbedingt relative Ankunftszeiten aus mindestens drei Detektorstationen notwendig. Systematische Abweichungen und statistische Unsicherheiten aus Eichmessungen und Simulationsergebnissen führen zu einer Winkelauflösung von ca. 13 Grad für Zenitwinkel bis zu 50 Grad. Ein Vergleich von ermittelter Schauerrichtung mit der Richtung von Myonspuren, welche mit einem Vieldraht-Proportionalkammer-Teststand gemessen und anschließend rekonstruiert werden konnten, bestätigt diese Winkelauflösung.

Die Verteilung der Schauerrichtungen wurde gemessen und auftretende Strukturen bzw. Abweichungen zur erwarteten Verteilung mit Abschattungseffekten durch das Gebäude erklärt.

Der Energiedeposit in den einzelnen Szintillatoren wurde gemessen. Aus Eichspektren, welche monatlich aufgenommen wurden, leitet sich über die Halbwertsbreite des Myonpeaks eine Energieauflösung von etwa 50 % ab. Der obere Szintillator der Detektorstationen wird auf zwei Seiten getrennt über Photomultiplier ausgelesen. Aus der Auftragung dieser beiden Energieinformationen gegeneinander konnte die Energieauflösung eines einzelnen Meßkanals zu etwa  $\sigma = 50 \%$  bestimmt werden.

Durchdringende Photonen und Elektronen können Energiedepositionen in den unter Abschirmung liegenden Szintillatoren verursachen, Punch-Through-Ereignisse genannt (bei einer Energiedeposition von mindestens 1 MeV im abgeschirmten Szintillator). Die Auswirkungen dieser durchdringenden e- $\gamma$ -Komponente auf die ausgebaute dreilagige Detektorstation D wurden experimentell untersucht. Simulationsrechnungen wurden durchgeführt, um Aussagen über die Wahrscheinlichkeit eines Punch-Through-Ereignisses in Abhängigkeit von der Teilchenenergie zu erhalten. Auf Basis dieser Untersuchungen wurden unterschiedliche Signaturen für Myon- bzw. Punch-Through-Ereignisse gefunden. So wird ein Ereignis als Punch-Through-Ereignis erkannt, falls in der mittleren Szintillatorlage (durch 10.6 Strahlungslängen dicke Abschirmung geschützt) ein Energiedeposit von mindestens 20 MeV oder alternativ in der mittleren Szintillatorlage ein Energiedeposit von mindestens 1 MeV und gleichzeitig im unteren Szintillator

---

(weitere 20.2 Strahlungslängen Abschirmung) ein Energiedeposit von weniger als 2 MeV gemessen wurde. Alle anderen Ereignisse mit Energiedepositionen von mehr als 1 MeV im mittleren Szintillator werden als Myonen angesehen.

Die Güte der Trennung ist abhängig von den gemessenen Energieeinträgen in den abgeschirmten Szintillatorlagen. Für eine zweilagige Normalstation ist eine Trennung von Einzelereignissen ab Energieeinträgen von ca. 20 MeV möglich. Um bei niedrigeren Energien trennen zu können ist eine dritte Szintillatorlage, wie in der ausgebauten Station D vorhanden, nötig. Hier sind einmal Leckagen, welche durch die endliche Geometrie des Detektors bestimmt werden, sowie Myonen, welche nur die obere Abschirmungslage zu durchdringen vermögen (etwa bis 450 MeV Teilchenenergie) Hauptunsicherheitsquellen der Trennung.

Die Trennung der gemessenen Ereignisse für die dreilagige Station (D) liefert etwa 76 % Punch-Through-Ereignisse und 24 % Myonen, wobei die Beimischung von Myonen, bei den Punch-Through-Ereignissen bis zu 30 % beträgt.

Mit den Simulationsergebnissen konnte unter vereinfachten Randbedingungen das gemessene Spektrum der Energiedepositionen in der unter einer Abschirmung von 10.6 Strahlungslängen liegenden unteren Szintillatorlage einer Normalstation reproduziert werden. Dies stärkt das Vertrauen in die Annahmen der Simulation der Detektor-Response.

Aufbauend auf die Simulationsrechnungen wurden erste Überlegungen und Simulationsergebnisse zur Abschätzung des Abstandes zum Schauerzentrum angestellt. Dieser Abstand wurde mittels Nachweises von durchdringenden Teilchen in Abhängigkeit von gemessenen Energieeinträgen in den geschützten Szintillatorlagen abgeschätzt. Abschließend wurde ein Ausblick für weitergehende Untersuchungen im Rahmen des **KASCADE**-Projekts gegeben.

---

## Literaturverzeichnis :

- [All84] O. C. Allkhofer, P. K. F. Grieder, Physics Data 25-1, Cosmic Rays on Earth (1984)
- [Ale81] R. Aleksan et al., Large Proportional Chambers For Muon Detection In The CELLO Experiment At PETRA, Nuclear Instruments and Methods 185 (1981) 95
- [Bal85] R. M. Baltrusaitis et. al., The Utah Fly's Eye Detector Nuclear Instruments and Methods A240 (1985) 410
- [Bro85] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew : Taschenbuch der Mathematik, 22. Auflage, Gemeinschaftsausgabe Verlag Nauka, Moskau, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig (1985)
- [Bru87] R. Brun, F. Bruyant, M. Moire, A. C. McPherson, P. Zancarini, GEANT3 user manual, CERN, DD/EE/84-1 (1987)
- [Cap92] J. N. Capdevielle et al., KfK-Report 4998 (1992), Kernforschungszentrum, Karlsruhe, ISSN 0303-4003
- [Coc61] G. Cocconi in S. Flügge, Extensive Air Showers ; Handbuch der Physik XLVI 1/2, Springer, Berlin (1961) 218
- [Dol90] P. Doll et al. ,KfK-Report 4686 (1990)
- [Fur93] E. Furler, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, interner Bericht des KfK (1993)
- [Gab92] P. Gabriel, Dissertation, Universität Karlsruhe, KfK-Report 5012 (1992), ISSN 0303-4003
- [Gre56] K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics. 3 (1956) 17
- [Han91] A. Hanser, B. Schulze, interner Bericht des KfK (1991)
- [Her93] F. Herm, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, KfK-Report 5258B (1993), ISSN 0303-4003
- [Hes11] V. F. Hess, Physikalische Zeitschrift 12 (1911) 998
- [Hes12] V. F. Hess, Physikalische Zeitschrift 13 (1912) 1084
- [Hor90] J. Horzel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, KfK-Report 4815 (1990), ISSN 0303-4003
- [Kok88] R.P. Kokoukin und A.A. Petrukhin, Nuclear Instruments and Methods A263 (1988)

- 
- [Kre93] M. Kretschmer, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe,  
in Vorbereitung
- [Leh85] W. Lehmann et al., CERN 85 85-03 (1985)
- [Lin83] J. Linsley, Proc. 18<sup>th</sup> ICRC 12, Bangalore (1983) 135
- [Mat93] H. J. Mathes, Dissertation, Universität Heidelberg (1993),  
KfK-Report 5173 (1993)
- [May91] H. J. Mayer, interner Bericht des KfK (1991)
- [Mie93] H. H. Mielke, Dissertation, Universität Karlsruhe (1993)  
in Vorbereitung
- [Mue91] D. Müller et al., Astrophysical Journal. 374 (1991) 356
- [Per87] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics  
Third Edition, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987)
- [Sok89] P. Sokolsky, Introduction into Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics,  
Addison-Wesley, New York (1989)
- [Sug71] K. Suga et al., Phys.Rev.Letters 27, (1971) 1604
- [Vav57] P. V. Vavilov : Ionisation Losses of High Energy Heavy Particles,  
Zh. Exper. Teor. Fiz. 32 (1957), 920 /Transl. JETP5 (1957) 749

---

# Danksagung

Die Arbeit entstand am Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Herrn Prof. Dr. G. Schatz und Herrn Prof. Dr. H. Rebel danke ich für die Ermöglichung und Themenstellung dieser Arbeit, sowie Herrn Prof. Dr. B. Zeitnitz für die Übernahme des Korreferates.

Bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Herrn Dr. K. Bekk, Frau S. Burkhardt, Herrn cand.phys. E. Furler, Herrn Priv.-Doz. Dr. H. J. Gils, Herrn Dr. A. Hanser, Herrn cand.phys. F. Herm, Herrn cand.phys. M. Kretschmer, Herrn Dipl.-Ing. D. Manger, Herrn V. Masuch, Herrn Dr. H.-J. Mathes, Herrn cand.phys. R. Neumann, Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn Dipl.-Phys. A. Schulte, Herrn Dr. T. Thouw, Herrn Dr. G. Völker, Herrn Dipl.-Phys. J. Wentz und Herrn Dipl.-Ing. S. Zagromski bedanke ich mich für deren ständige Hilfsbereitschaft und das gute Arbeitsklima.

Den Herrn Dr. H.-J. Mathes, Herrn Dr. T. Thouw, Herrn Prof. Dr. H. Rebel und Herrn Dipl.-Phys. J. Wentz bin ich dankbar für ihre Anregungen, ihre Unterstützung und Bereitschaft, über die während der Arbeit auftretenden Probleme zu diskutieren und bei deren Lösung zu helfen. Meinem Zimmerkollegen Herrn cand.phys. M. Kretschmer danke ich für die äußerst angenehme Gesellschaft und motivierende Atmosphäre, welche diese Arbeit begleitet hat. Herr cand.phys. M. Kretschmer, Herr Dr. H.-J. Mathes und Herr Dipl.-Phys. J. Wentz haben mir mit der Bereitstellung eines leistungsfähigen Datenaufnahmesystems geholfen, dessen Entstehung und Testphase ich mitbegleiten durfte. Die Detektorsimulationsrechnungen wurden gemeinsam mit Herrn cand.phys. E. Furler durchgeführt, dem ich für die angenehme Zusammenarbeit und viele anregende Diskussionen bei der Auswertung dankbar bin. In einem frühen Stadium hat auch Herr cand.phys. A. Grill am Aufbau der Experimentieraufbauten mitgeholfen.

Und letztendlich gilt mein besonderer Dank meinen Eltern, Brüdern, Freunden, Verwandten und Bekannten für ihre Unterstützung, ihre nachsichtige Toleranz bzw. kritischen Diskussionen, welche mein ganzes Studium begleitet und somit auch diese Arbeit erst ermöglicht haben.

---