

Untersuchungen an einem Hadronenkalorimeter

mit

streamer tube Auslese

April 1988

Diplomarbeit

vorgelegt von

Sabine Brinkmann

Lehrstuhl für experimentelle Physik V

Institut für Physik

Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|---|-------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Der experimentelle Hintergrund | 5 |
| 2.1 Funktionsweise einer Streamertube | 5 |
| 2.1.1 Gasdetektoren und ihre Arbeitsbereiche | 5 |
| 2.1.1.1 Der Geiger-Müller-Mode | 8 |
| 2.1.2 Der Streamermoder | 9 |
| 2.1.2.1 Phänomenologische Beschreibung des Streamermoder | 9 |
| 2.1.2.2 Modell zur Entstehung eines Streamerpulses | 10 |
| 2.1.2.3 Gasabhängigkeit des Streamermoder | 13 |
| 2.1.2.4 Druckabhängigkeit des Streamermoder | 15 |
| 2.1.2.5 Die induzierte Auslese von Streamertubes | 16 |
| 2.1.2.6 Das Übersprechen (Crosstalk) zwischen verschiedenen Streamertubes | 20 |
| 2.2 Grundlagen der Kalorimetrie | 24 |
| 2.3 Der elektromagnetische Schauer | 26 |
| 2.4 Der hadronische Schauer | 30 |
| 2.4.1 Die Elementarprozesse des hadronischen Schauers | 32 |
| 2.4.2 Das e/π -Verhältnis | 34 |
| 2.4.3 Die Parametrisierung des hadronischen Schauers | 35 |
| 2.4.4 Energieauflösung hadronischer Schauer | 37 |
| 3. Der experimentelle Aufbau | 39 |
| 3.1 Die benutzten Streamertubes | 39 |
| 3.2 Das Testmodul | 41 |
| 3.3 Die Auslese der Streamertubes | 43 |
| 3.4 Der Aufbau am Teststrahl | 48 |
| 3.5 Beschreibung der Datennahme | 51 |

| | | |
|---------|---|----|
| 4. | Die Analyse der Daten | 54 |
| 4.1 | Ergebnisse der digitale Auslese | 54 |
| 4.1.1 | Verteilung der Stripmultiplizität pro Ereignis | 54 |
| 4.1.2 | Die Selektion der Ereignisse | 59 |
| 4.1.2.1 | Die Selektion der Myonen | 59 |
| 4.1.2.2 | Die Selektion der Pionen | 60 |
| 4.1.2.3 | Die Selektion der Elektronen | 60 |
| 4.1.3 | Das digitale Myonsignal | 69 |
| 4.1.4 | Das digitale Pionsignal | 76 |
| 4.1.4.1 | Die Linearität des Pionsignals | 76 |
| 4.1.4.2 | Die Energieauflösung des digitalen Pionsignals | 79 |
| 4.1.5 | Das digitale Elektronsignal | 81 |
| 4.1.5.1 | Die Linearität des Elektronsignals | 81 |
| 4.1.5.2 | Die Energieauflösung des digitalen Elektronsignals | 82 |
| 4.2 | Ergebnisse der analogen Auslese | 83 |
| 4.2.1 | Spektrum des analogen Signals ohne Schnitte auf die Teilchenart | 84 |
| 4.2.2 | Die Selektion der Teilchen | 86 |
| 4.2.2.1 | Die Selektion der Myonen | 86 |
| 4.2.2.2 | Die Selektion der Pionen und Elektronen | 89 |
| 4.2.3 | Das analoge Myonsignal | 92 |
| 4.2.4 | Korrektur auf Gasschwankungen | 93 |

| | | |
|---------|--|-----|
| 4.2.5 | Das analoge Pionsignal | 96 |
| 4.2.5.1 | Die Linearität des Signals | 96 |
| 4.2.5.2 | Die Energieauflösung des analogen Pionsignals | 97 |
| 4.2.6 | Die Interkalibration der Pads | 98 |
| 4.2.7 | Das Signal der vollständig absorbierten Pionen | 103 |
| 4.2.8 | Das analoge Elektronsignal | 106 |
| 4.2.9 | Die Nachweiswahrscheinlichkeit der analogen Auslese | 108 |
| 4.2.10 | Rateneffekte | 110 |
| 4.3 | Leakage | 115 |
| 4.3.1 | Abschätzung des Leakage | 116 |
| 4.3.2 | Overflows der ADCs | 122 |
| 4.4 | Crosstalk | 124 |
| 5. | Zusammenfassung | 130 |
| | Anhang A | 133 |
| | Literaturverzeichnis | 135 |

1. Einleitung

Die Untersuchung der kleinsten, heute auflösbaren Strukturen und ihrer Wechselwirkungen ist das Arbeitsgebiet der Hochenergiephysik. Für diese Untersuchungen benutzt man Beschleuniger, um mit hochenergetische Teilchenstrahlen experimentieren zu können, die entweder mit einem ruhenden Target oder einem anderen Teilchenstrahl zur Kollision gebracht werden. Mit Hilfe von großen Detektoren werden dann die Wechselwirkungen der Teilchen untersucht.

Ein Beschleuniger, der sich z.Zt. im Bau befindet, ist das Hera-Projekt am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg. Hera (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) ist ein Doppelspeicherring: In einem Ring werden Protonen bis zu einer Energie von 820 GeV beschleunigt, der zweite Ring ist für Elektronen bis zu einer Energie von 30 GeV ausgelegt. Bei der Kollision dieser Teilchen unter einem Winkel von 0° wird eine Schwerpunktsenergie von 315 GeV erreicht. Es sind Messungen bei Impulsüberträgen von $q^2 \sim 4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ möglich, so daß man Strukturen im Bereich von 10^{-27} cm auflösen kann. Ein Ziel ist es, in tiefinelastischen e-p Streuungen die Strukturfunktion des Protons zu messen. Da bei den Energien, die bei Hera angestrebt werden, die schwache Wechselwirkung die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung erreicht, erwartet man verstärkt Ereignisse, bei denen geladene Ströme auftreten. Bei diesen Ereignissen treten Neutrinos im Endzustand auf. Aus diesen Überlegungen ergeben sich verschiedene Forderungen an die Detektoren:

Sie müssen den Wechselwirkungspunkt möglichst vollständig umschließen, um Rückschlüsse auf Neutrinos und andere nicht-wechselwirkende Teilchen zu ermöglichen. Auf die Messung der Energie wird besonderer Wert gelegt. Die Kalorimeter sind daher für eine gute Energieflußmessung ausgelegt, d.h. die Energieauflösung sollte möglichst gut, die Granularität fein und die Genauigkeit der absoluten Energiemessung hoch sein. Dies gilt sowohl für das elektromagnetische als auch für das hadronische Kalorimeter. Neben den Elektronen werden auch Myonen eine große Rolle in der Physik bei Hera spielen,

daher wird auf ihre Identifizierung und die Bestimmung ihrer Energie und ihres Impulses großer Wert gelegt. Man hofft, mit Hilfe der Experimente bei Hera Informationen über z.B. eine mögliche Substruktur der Quarks und Leptonen, die Existenz supersymmetrischer Teilchen oder neuer Wechselwirkungen zu erhalten.

Diese Diplomarbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration, die einen der Detektoren für Hera baut und aus 24 Instituten aus 11 Staaten besteht. Dieser Detektor soll im folgenden kurz vorgestellt werden:

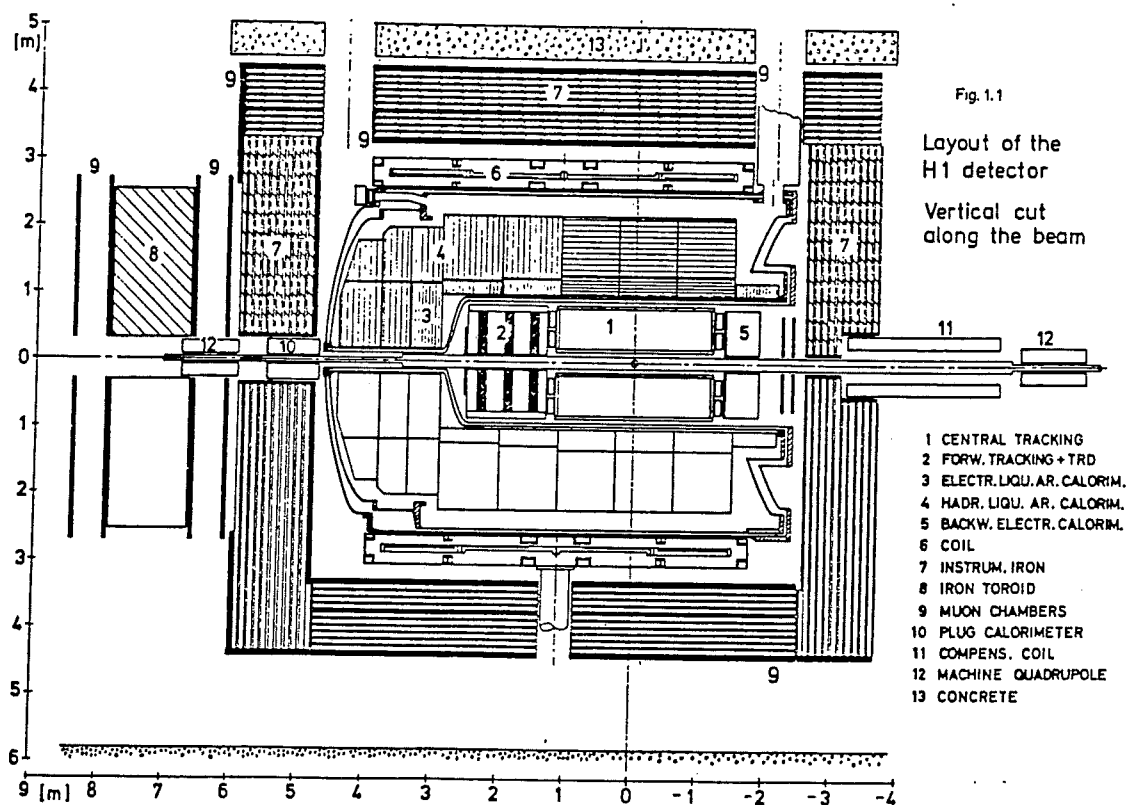


Abb. 1.1 [H1COL/86]: Aufbau des H1-Detektors

Da die Protonen eine wesentlich höhere Energie als die Elektronen besitzen, bewegt sich der Schwerpunkt des Teilchensystems nach einer Wechselwirkung in Richtung des Protonenstrahls. Aus diesem Grunde ist der H1-Detektor entlang der Strahlachse asymmetrisch aufgebaut. Der Detektor zeichnet sich durch ein räumlich großes Magnetfeld von 1.2 Tesla aus, das von einer supraleitenden Spule (6) erzeugt wird,

die außerhalb der Kalorimeter (3,4,5,10) installiert ist. Diese Position hat zwei Vorteile: Zum einen befindet sich wenig Material vor den Kalorimetern, was zu einer guten Energieauflösung beiträgt, zum anderen wird die Identifikation der Myonen erleichtert, da ihr Weg innerhalb eines Magnetfeldes relativ lang ist.

Das Strahlrohr ist von einer zentralen Driftkammer (1) umgeben, die sich im Magnetfeld befindet, so daß man mit ihrer Hilfe den Impuls und die Ladung eines Teilchens messen kann. Die Driftkammer wird durch zwei Proportionalkammern ergänzt. In Protonrichtung befindet sich ein Vorwärts-Spurdetektor (2), der aus Driftkammern, Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren besteht. Auf die Driftkammer folgt in Radialrichtung ein großes Kalorimeter, das sich in das elektromagnetische (3,5) und das hadronische Kalorimeter (4) gliedert. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus zwei verschiedenen Anordnungen: In Protonrichtung und im Zentralbereich werden Bleiplatten als Absorber- und flüssiges Argon als aktives Medium benutzt (3). In Elektronrichtung wird auch Blei als Absorber gewählt, als Auslesemittel verwendet man jedoch Szintillatoren (5). Das hadronische Kalorimeter (4) besteht aus der Kombination von Edelstahlplatten mit flüssigem Argon. Die Dicke der Kalorimeter beträgt 5.3 Absorptionslängen im Zentralbereich und 6.9 Absorptionslängen in Vorwärtsrichtung.

Das magnetische Rückflußjoch (7) wird durch 10 Eisenschichten von 7.5 cm Dicke gebildet, die den gesamten Detektor umgeben. Zwischen den Eisenplatten befinden sich Lagen aus Streamerzählrohren. Sie erfüllen zwei Aufgaben:

a) Reste der hadronischen Schauer, die das Kalorimeter nicht vollständig absorbierte, werden nachgewiesen (Tailcatcher)

und

b) die Bahnen der Myonen, die das Eisen durchqueren, werden verfolgt.

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit den beiden zuletzt genannten Funktionen des Eisenjochs. Mitglieder der H1-Kollaboration aus Aachen und Dortmund bauten ein Eisen-Streamertube-Testmodul. Das Verhalten des Testmoduls wurde im Oktober 1986 mit einem Teststrahl, der Pionen, Elektronen und Myonen im Energiebereich von 10-100 GeV enthielt, im CERN untersucht. Das Zusammenspiel des Testmoduls mit einem Liquid-Argon-Testkalorimeter wurde im November des gleichen Jahres geprüft. Im Rahmen dieser Testmessungen wurden ausführliche Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse in [VOG] und [H1COL8/87] beschrieben werden. Gestützt auf die Daten, die im Oktober genommen wurden, ist es Ziel dieser Diplomarbeit die Linearität in der Energie und die Energieauflösung des Streamertube-Testkalorimeters zu bestimmen. Außerdem wurde untersucht, ob man mit Hilfe des Kalorimeters Teilchen identifizieren kann. Weitere Themen sind u.a. die Ratenabhängigkeit der Pulshöhe und das Übersprechen zwischen Streamertubes.

2. Der experimentelle Hintergrund

2.1. Funktionsweise einer Streamertube

Die Streamertubes gehören zur Gruppe der Gasdetektoren, sie werden im Streamermodus betrieben, der folgende Charakteristika aufweist:

- Es handelt sich um einen gesättigten Modus.
- Man erhält eine große Pulshöhe von 10-100 Millivolt [WALT], so daß man auf Verstärker verzichten kann.
- Die Pulse sind mit 50-100 ns an der Basis kürzer als z.B. Geiger-Müller-Pulse.

Im folgenden sollen zunächst in dem Kapitel 2.1.1 allgemein Gasdetektoren und ihre anderen Arbeitsbereiche beschrieben werden, bevor im Kapitel 2.1.2. auf den Streamermodus selbst eingegangen wird.

2.1.1 Gasdetektoren und ihre Arbeitsbereiche

Der typische Aufbau eines Zählrohres ist in der folgenden Abbildung zu sehen:

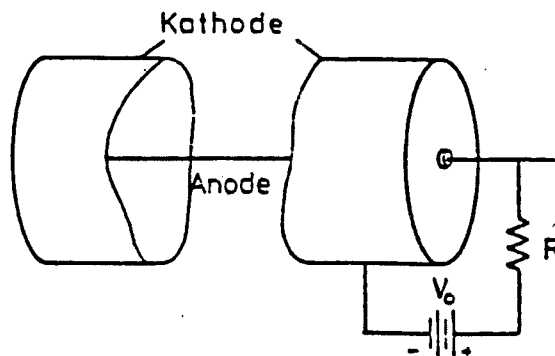


Abb. 2.1 : Typischer Aufbau eines Zählrohres

Der Anodendraht ist von einer meist zylindrischen Kathode umgeben. Die Hochspannung V_0 zwischen Anode und Kathode liegt im Bereich einiger Kilovolt. Mit Hilfe des Kathodenradius b und des Anodendrahtradius a kann man das Potential $V(r)$ und das elektrische Feld $E(r)$ berechnen :

$$V(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{r}{a} \quad E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

In der Kammer befindet sich meist ein Gasgemisch aus einem Edelgas und einem Löschgas (z.B. Argon mit einem Kohlenwasserstoff oder einem Alkohol). Durchquert ein geladenes Teilchen oder ein Photon dieses Gasgemisch, so kann es zur Ionisation einiger Gasatome kommen, falls das Teilchen genügend Energie besitzt. Im elektrischen Feld werden die Elektronen und Ionen getrennt. Die direkt beim Durchgang des Teilchens durch die Kammer freigesetzten Elektronen nennt man Primärelektronen. Sie werden vom elektrischen Feld zur Anode hin beschleunigt. Bei niedriger Hochspannung gewinnen die Primärelektronen zu wenig Energie, um selbst wieder Gasatome zu ionisieren. Am Anodendraht sammeln sich somit nur die Primärelektronen (Ionisationskammer).

Bei höherer Spannung erreicht die Feldstärke in der Nähe des Anodendrahtes Werte von etwa 10^5 V/cm. Elektronen können auf der mittleren freien Weglänge genug Energie gewinnen, um selber Gasatome zu ionisieren. Die freigesetzten Sekundärelektronen werden, wie die Primärelektronen, beschleunigt und können ihrerseits Gasatome ionisieren. So entsteht eine Townsend-Lawine, die sich bis zum Anodendraht fortsetzt. Durch diesen Prozeß vervielfacht sich die Ladung und kann rund das 10^6 -fache der Primärladung erreichen [SAULI]. Da die Ladung der Lawine proportional zur Primärladung ist, spricht man vom Proportionalbereich.

Die Townsend-Lawine kann durch den 1. Townsend Koeffizienten α beschrieben werden [SAULI]. Er gibt die Zahl der freigesetzten Elektronen pro Längeneinheit an. Innerhalb der Lawine nimmt die Zahl der Elektronen exponentiell zu.

Als Gasverstärkung M bezeichnet man das Verhältnis der Zahl aller freigesetzten Elektronen zur Zahl der Primärelektronen:

$$M = \exp \int \alpha(x) dx$$

Die Gasverstärkung kann nicht beliebig groß gewählt werden, da bei hoher Gasverstärkung Raumladungseffekte beachtet werden müssen [GRÄWE].

Steigert man die Hochspannung weiter, so gibt es zwei mögliche Betriebsarten. Je nach Wahl des Anodendrahradius und des Anteils Löschgases (einem organischem Gas oder Kohlendioxid) geht der Proportionalmode in den Geiger-Müller-Mode oder den Streamermode über [WALT]. Zunächst wird der Übergang zum Geiger-Müller-Mode beschrieben, wie er auch in der Gasverstärkungscharakteristik in Abb. 2.2 eingezeichnet ist.

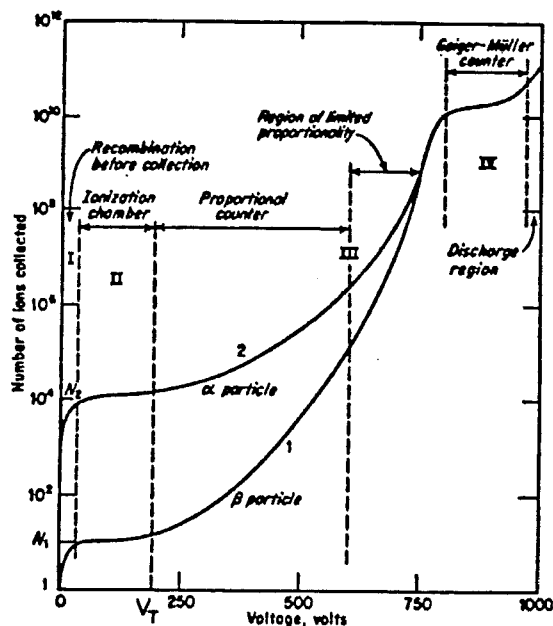
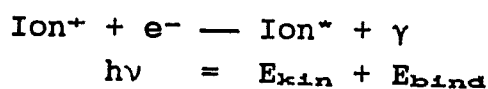


Abb. 2.2. [SAULI] : Gasverstärkungscharakteristik für ein Proportionalzählrohr

2.1.1.1 Der Geiger-Müller-Mode

Bei genügend großer Hochspannung erreicht das Feld der durch die Lawine erzeugten Raumladung die Größe des äußeren Feldes, so daß die Elektronen innerhalb der Lawine nicht mehr beschleunigt werden. Am Kopf der Lawine dagegen verstärkt sich das Feld. In der Lawine rekombinieren niederenergetische Elektronen und Gasionen, und es werden Photonen emittiert. Diese Photonen besitzen eine Energie, die der Summe der kinetischen Energie des Elektrons und der Bindungsenergie entspricht.



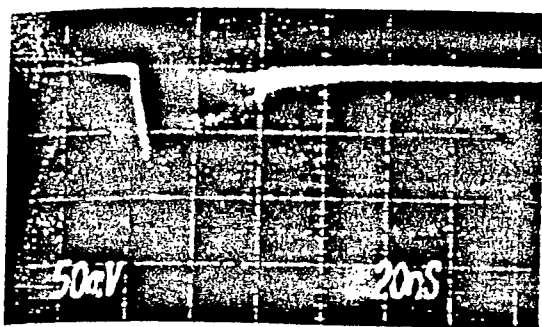
Die Energie reicht aus, daß die Photonen Gasatome ionisieren können [ATAC]. Die freigesetzten Elektronen lösen nun ihrerseits Townsend Lawinen aus, so daß es schließlich zur Entladung im gesamten Kammervolumen kommt. Die Entladung erlischt erst, wenn der Draht überall durch Ionen abgeschirmt ist. Die Ionen müssen zur Kathode gewandert sein, bevor das elektrische Feld wieder hohe Feldstärken erreichen kann. Dies führt zu einer Totzeit von einigen hundert Mikrosekunden [SAULI]. Die Signalladung ist unabhängig von der Primärladung und damit von der Art des auslösenden Teilchens. Einen Einfluß auf die Größe der Signalladung hat dagegen die Geometrie des Rohres. Bei einem 20 cm langen Rohr sind Geiger-Pulse typischerweise 1.5 μs lang und deponieren eine Ladung von etwa 1000-1500 pC [ALEK].

Eine Aufgabe des Löschgases besteht darin, Dauerentladungen zu verhindern. Sie werden durch Ionen ausgelöst, die beim Auftreffen auf die Kathode Elektronen herausschlagen, die neue Lawinen verursachen. Die Moleküle des Löschgases übernehmen beim Zusammenstoß die Ladung der Edelgasatome und driften an deren Stelle zur Kathode. Bei der Neutralisation werden dann keine Elektronen frei, da die Energie statt dessen in Schwingungs-, Rotations- oder Dissoziationsenergie umgesetzt werden kann. Eine weitere Aufgabe des Löschgases ist die Absorption von Photonen (Kap. 2.1.2.2).

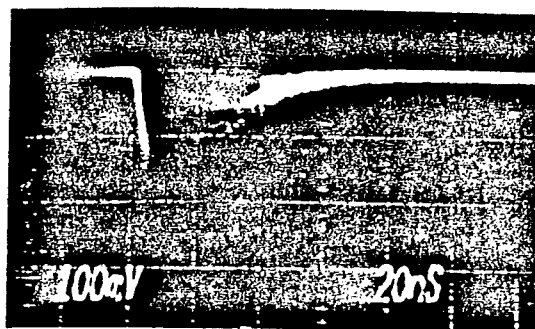
2.1.2. Der Streamermode

2.1.2.1. Phänomenologische Beschreibung des Streamermodes

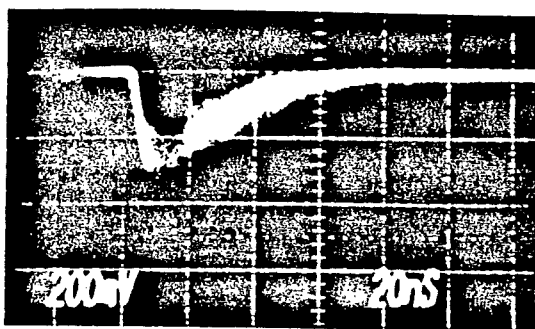
Wählt man einen Anodendraht mit einem Durchmesser, der im Bereich von $100 \mu\text{m}$ liegt [SPIN] und einen Löschgasanteil von etwa 50 % bis 90 % [WALT], beobachtet man den Übergang vom Proportional- zum Streamermode. Der Streamermode zeichnet sich durch eine große Signalladung von 20-150 pC, kurze Pulse mit einer Anstiegszeit von etwa 10 ns und einer Basislänge von rund 100 ns aus [BRINK].



a)



b)



c)

Abb. 2.3 [IARO] : Oszilloskopbilder von Drahtpulsen bei verschiedenen Hochspannungen

a) 4.5 kV b) 4.85 kV c) 5.2 kV

Nach einem Streamerpuls ist, im Gegensatz zu einem Geiger-Müller-Puls, nur ein kleiner Bereich des Drahtes inaktiv. Alekseev et al. geben das Produkt aus Totzeit und Größe des toten Bereiches mit 0.3 msec mm an [ALEK].

Der Übergang vom Proportional- zum Streamermodus wurde bei dem im Testrun benutzten Kammertypen (Kap. 3.3) beobachtet [BERG].

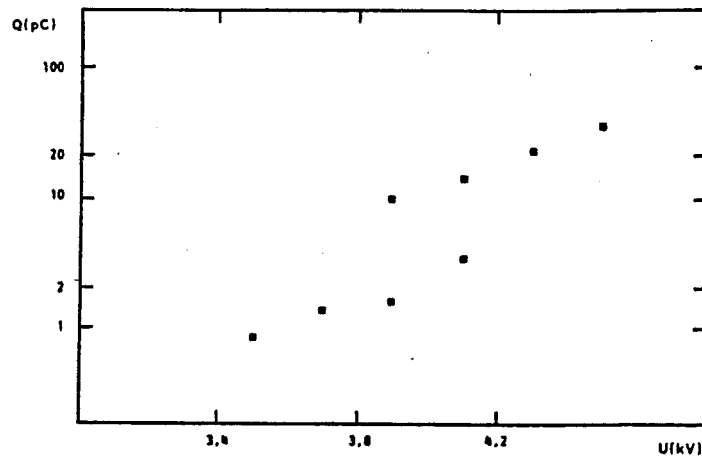


Abb. 2.4 [BERG] : Mittelwerte der Drahtladung bei verschiedenen Hochspannungen

2.1.2.2. Modell zur Entstehung eines Streamerpulses

Im folgenden wird das Modell zur Entstehung eines Streamerpulses von M. Spinetti beschrieben [SPIN]:

Wenn ein Elektron einer Feldstärke von etwa 10 kV/cm ausgesetzt ist, wird es so stark beschleunigt, daß es Lawinen auslösen kann. Im Proportionalmodus findet der Hauptteil der Lawinenbildung nur in unmittelbarer Drahtnähe statt, d.h. in einem Abstand von einigen Mikrometern. Möchte man einen Gasdetektor im Streamermodus betreiben, wählt man einen größeren Anodendrahtdurchmesser und eine höhere Hochspannung. In dieser Anordnung kann ein Elektron bis zu 1 mm vom Draht entfernt eine Lawine auslösen. Die größere Entfernung vom Draht bewirkt beim Streamermodus, daß sich im Kopf der Lawine auf dem Weg zum Anodendraht bis zu 10^8 Elektronen sammeln können. Wie im Geiger-Müller-Modus führt diese hohe Raumladung zu Rekombinationen und damit zur Emission von Photonen (Abb. 2.5 a).

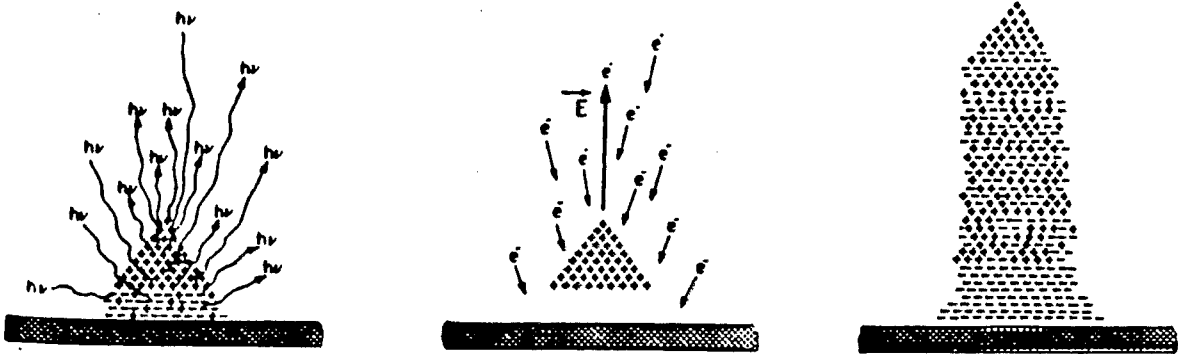


Abb. 2.5 [ATAC] : Entwicklung eines Streamers

Auf Grund des hohen Löschgasanteils ist die mittlere freie Weglänge der Photonen sehr gering, so daß nur in der Nähe der primären Lawine Edelgasatome ionisiert werden. Die Raumladung der Ionen bewirkt, daß die freigesetzten Elektronen nur vor oder hinter der primären Lawine neue Lawinen auslösen können. Da die Elektronen außerdem von den Ionen der primären Lawine angezogen werden (Abb. 2.5 b), bilden die neuen Lawinen mit der Ausgangslawine einen "Faden" aus Raumladungen, der Streamer genannt wird. Da die Feldstärke mit zunehmendem Abstand vom Draht sinkt und sich außerdem die neuen Lawinen nicht gleichmäßig anlagern, bricht die Streamerbildung nach einigen Nanosekunden ab. Diese Zeit entspricht der Anstiegszeit des elektrischen Signals. Die Abklingzeit entspricht der Driftzeit der Elektronen zum Draht. Die Streamer besitzen einen Durchmesser von etwa 200 μm und eine Länge von einigen Millimetern. Der Streamer entwickelt sich senkrecht zum Anodendraht entlang der Spur des Primärteilchens.

Atac et al. ist es gelungen, einzelne Streamer zu photographieren [ATAC] :

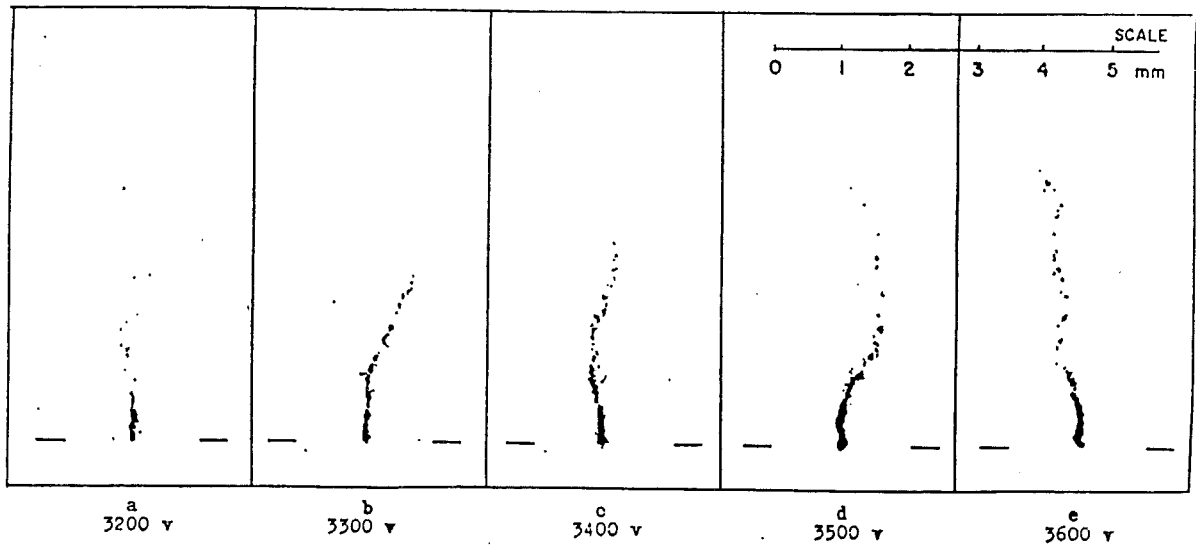


Abb. 2.6 [ATAC] : Photographische Aufnahmen einzelner Streamer bei unterschiedlichen Spannungen

2.1.2.3. Gasabhängigkeit des Streamermodes

Gasmischungen für den Betrieb von Streamertubes bestehen meist aus zwei Komponenten: einem Edelgas, dessen Atome ionisiert werden und einem Löschgas, das die Bildung eines Streamers durch Absorption der Photonen räumlich beschränkt und außerdem Dauerentladungen verhindert, da es die Ladung der Edelgasionen, wie schon im Kapitel 2.1.1.1. beschrieben, übernimmt. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, Streamertubes mit reinem CO_2 zu betreiben [BERG/87]. Dies ist im Hinblick auf die Sicherheit während eines Experiments wichtig, da somit auf den Gebrauch von brennbaren Gasen verzichtet werden kann.

In diesem Kapitel wird nur die Standardgasmischung Argon-Isobutan, die auch im Experiment benutzt wurde, behandelt. Abb. 2.7. zeigt Zählratenkurven, die an einer Aluminiumkammer mit verschiedenen Argon-Isobutanmischungen gemessen wurden [WALT]:

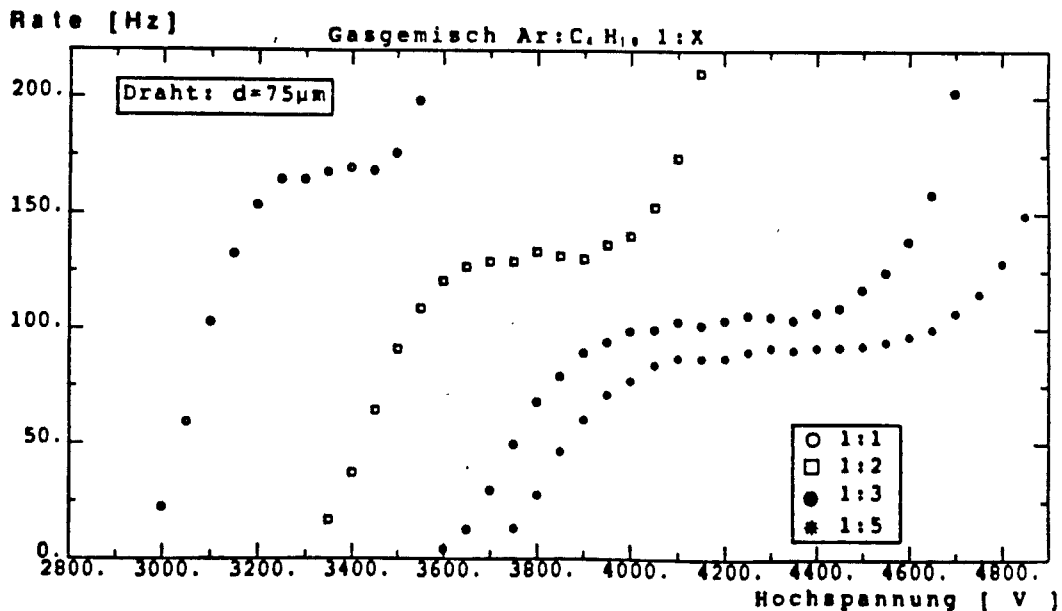


Abb. 2.7 [WALT]: Zählrate bei verschiedenen Gasmischungen als Funktion der Hochspannung mit ^{55}Fe gemessen

Den Kurvenverlauf kann man folgendermaßen erklären: Mit steigender Hochspannung wächst die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen einen Streamer auslöst bis ein Plateau erreicht ist. Am Ende des Plateaus ist die Hochspannung so groß, daß Nachpulse auftreten, bis es schließlich zu Dauerentladungen kommt und die Messung abgebrochen werden muß. Für den Betrieb der Streamertubes wählt man eine Hochspannung am Beginn des Plateaus. Im Experiment wurde die Gasmischung Argon-Isobutan 1:3 benutzt, die ein Plateau von 400-500 V aufweist.

Der steigende Löschgaseanteil führt zu einer Abnahme der Rate im Plateaubereich, da die Absorptionswahrscheinlichkeit für die Photonen der ^{55}Fe -Quelle, die hier verwandt wurde, durch die Edelgasatome sinkt [WALT]. Die mittlere Ladung eines Streamers sinkt, wenn der Löschgaseanteil steigt :

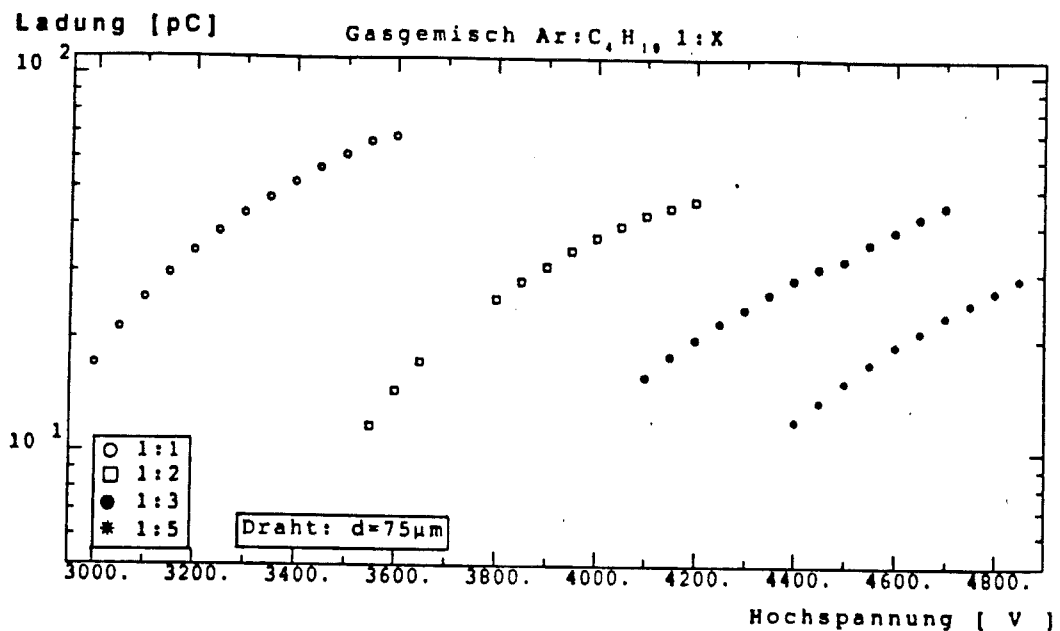


Abb. 2.8 [WALT] : Ladung eines Streamers als Funktion des Isobutananteils und der Hochspannung mit einer Aluminiumkammer gemessen

Wie man aus der Abb. 2.8 erkennt, ist es sehr wichtig, die Gasmischung während der Messung konstant zu halten. Bei einer Hochspannung von 4.6 kV bewirkt die Erhöhung des Isobutananteils im Verhältnis Argon:Isobutan 1:3 auf das Verhältnis 1:5 einen Abfall der Signalladung um etwa 50 %.

Die Wahl des Löschgasantteils hängt mit der Größe der Streamertube zusammen. Die räumlich Ausdehnung eines Streamers muß so weit begrenzt werden, daß zwischen dem Ende des Streamers und der Kathode so viel Raum ist, daß keine Elektronen aus der Kathode herausgeschlagen werden, die Nachpulse auslösen [SPIN]. Demnach muß bei kleinem Streamertubedurchmesser ein hoher Löschgasanteil gewählt werden.

2.1.2.4. Druckabhängigkeit des Streamermodes

Der Streamermode weist eine starke Druckabhängigkeit auf. Zwischen der deponierten Ladung und dem Druck besteht folgende Beziehung [WALT]:

$$Q(p) = Q(p_0) (p/p_0)^x$$

Die Größe p_0 ist ein Referenzdruck von 1000 hPa. Der Exponent wurde in einer Messung mit der Gasmischung Argon-Isobutan im Verhältnis 1:3 an einer Aluminiumkammer zu -10.2 bei 4.2 kV und zu -6.7 bei 4.8 kV bestimmt. Aus diesen Messungen ergibt sich die Notwendigkeit, auch auf den Gasdruck zu korrigieren. Eine Schwankung des Drucks von wenigen hPa um den gewählten Normwert von 1000 hPa, die während des Experimentes auftrat, verursacht eine Änderung der Signalladung im Prozentbereich.

2.1.2.5. Die Auslese von Streamertubes

Streamertubes kann man auf zwei verschiedene Arten auslesen: Zum einen kann man das Signal am Anodendraht auskoppeln, zum anderen besteht die Möglichkeit induzierte Signale auf äußeren Elektroden ("pick-up Elektroden") auszulesen.

Die induzierte Auslese soll nun genauer beschrieben werden [BRINK]:

Während der Streamerbildung entstehen Elektronen und Ionen. Die Pulsform des gemessenen Signal wird jedoch fast ausschließlich durch die Elektronen bestimmt, da sie in einigen Nanosekunden zum Anodendraht driften. Die Ionen dagegen benötigen etwa 0.1 msec, um zur Kathode zu gelangen. Aus

diesem Grund kann ihre Ladung für typische Auslesezeiten von rund 200 nsek als statisch angesehen werden.

Bei Messungen werden meist mehrere Streamertubes zu einem Profil zusammengefaßt, das sich in einer gasdichten PVC-Hülle befindet. Der Aufbau der Streamertubes wird im 3. Kapitel genauer beschrieben, an dieser Stelle sei auf Abb. 3.1 verwiesen. Die Profile der Streamertubes werden mit einer hochohmigen Graphitschicht bestrichen. Streamertubes kann man mit oder ohne einen Deckel betreiben, der aus dem gleichen Material wie die Profile besteht und auch mit einer Graphitschicht versehen werden kann. Die hochohmige Graphitschicht bzw. der Deckel der PVC-Hülle schirmen schnelle Pulse nicht vollständig ab, so daß auf den metallenen Elektroden, die sich auf der PVC-Hülle befinden, Ladungen induziert werden. Die Elektroden haben unterschiedliche Formen: lange Streifen (Strips) oder größere Rechtecke (Pads), die mehrere Tubes überdecken. Die Strips können entweder parallel zu den Drähten verlaufen oder senkrecht dazu. Abb. 2.9 zeigt eine Skizze eines oben offenen Profils, auf dem ein Strip aufliegt. Die PVC-Hülle wurde nicht eingezeichnet.

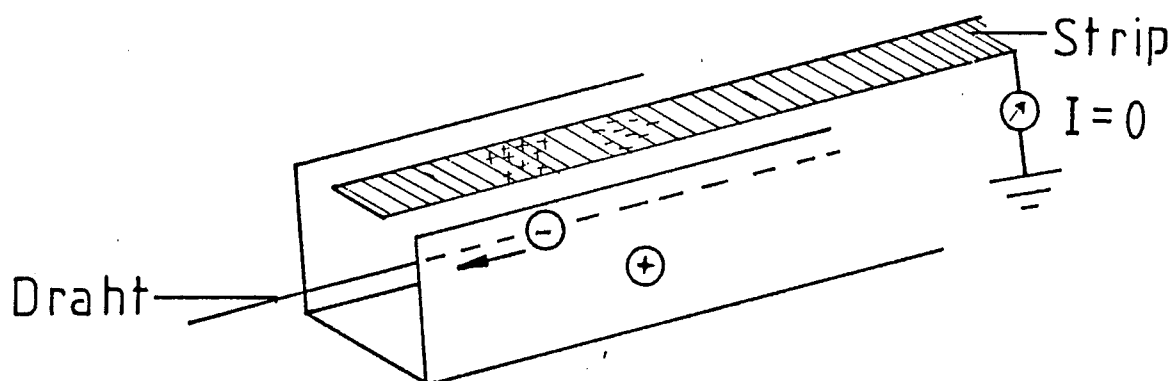


Abb 2.9 : Induzierte Ladungen auf einem Strip, bevor die Elektronen die Tube verlassen

Da sowohl die Elektronen als auch die Ionen Ladungen auf dem Strip influenzieren und diese vom Betrage her gleich sind, ist die Gesamtladung auf dem Strip Null. Es fließt kein Strom zur Erde. Die Situation ändert sich, wenn die Elektronen die Tube verlassen. In diesem Falle befindet sich in der Tube die positive Raumladung der Ionen, die durch negative Ladungen, die auf den Strip fließen, abgeschirmt wird. Es fließt ein Strom von der Elektrode zur Erde. Die Ladung auf dem Strip beträgt etwa $1/10$ der Drahtladung, auf einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Pad wird $1/3$ der Ladung gemessen, wobei die Drahtladung etwa 25 pC bei einer Hochspannung von 4.7 kV beträgt [BERG].

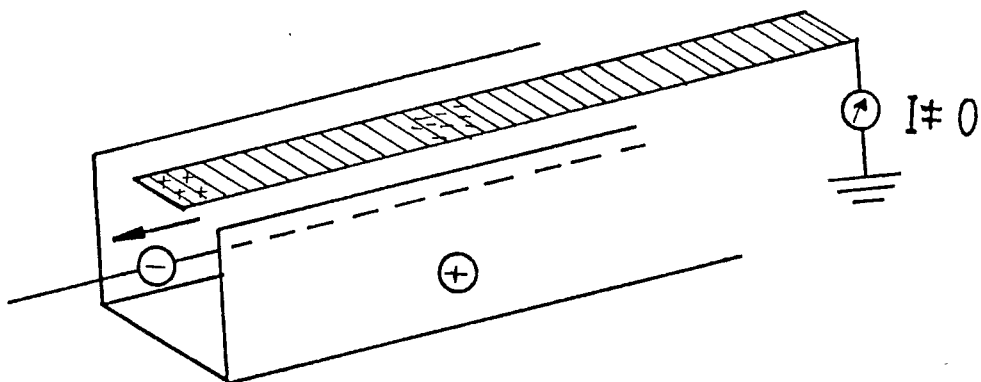


Abb. 2.12: Die Elektronen verlassen die Tube, es fließt ein Strom zur Erde

Sind die Elektronen vollständig abgeflossen, fließt auch kein Strom mehr.

Die induzierte Ladungsverteilung kann man näherungsweise durch das Feld einer Punktladung zwischen zwei Leiterplatten beschreiben [BRINK]. Die induzierte Ladung wurde auf der offenen Seite eines hochohmigen Profils, wie es auch bei den Testmessungen verwandt wurde, mit Hilfe von Strips bei Bestrahlung mit einer kollimierten ^{90}Sr -Quelle gemessen. Die Daten wurden über den zusätzlich ausgelesenen Drahtpuls auf Gasschwankungen u.ä. normiert und auf negatives Übersprechen (s. Kap. 2.1.2.6) korrigiert. Abb. 2.11 zeigt die Meßdaten und die berechnete Ladungsverteilung.

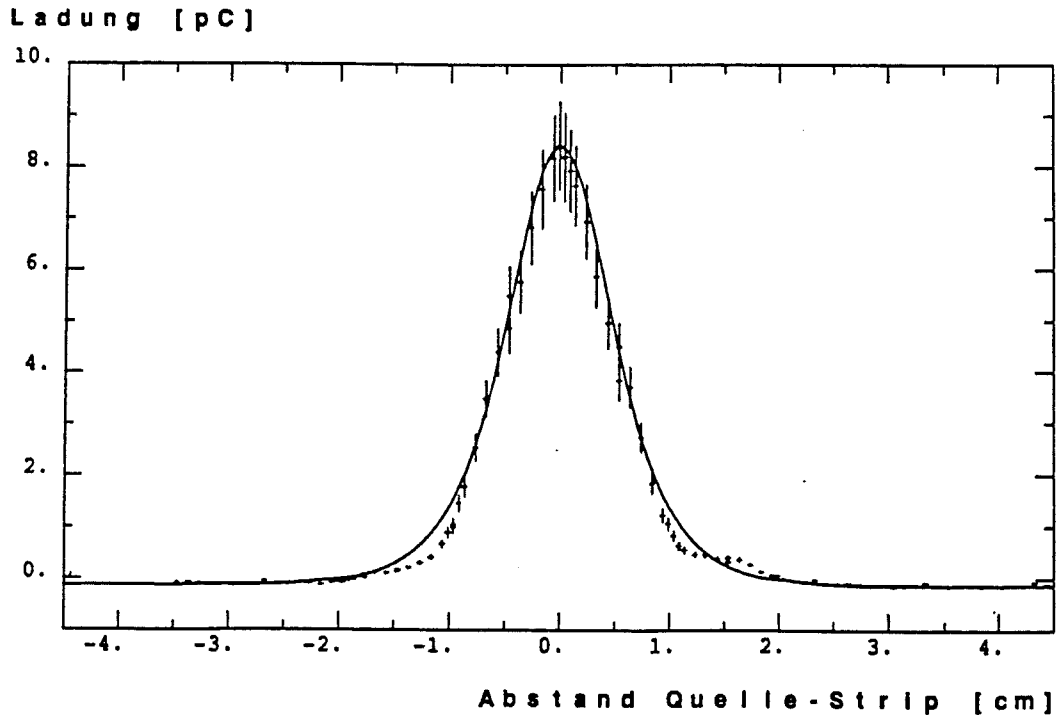


Abb. 2.11 [BRINK] : Gemessene und berechnete Ladungsverteilung (Oberseite eines offenen hochohmigen Profils, zu den Drähten parallel verlaufende Strips)

Bei der Messung mit zu den Drähten parallelen Strips auf der Unterseite eines Profils ergeben sich ähnliche Verteilungen. Diese sind jedoch verbreitert, wenn man mit Strips senkrecht zu den Drähten mißt. Der Effekt verstärkt sich bei Messungen mit senkrechten Strips auf der Unterseite der Profile, da sich die induzierten Ladungen auf der Graphitschicht ausbreiten. Abb. 2.12 zeigt die auf den Strip, der sich über der Quelle befindet, normierte Ladungsverteilung, gemessen mit zu den Anodendrähten senkrechten Strips auf der Unterseite eines hochohmigen Profils. Zum Vergleich ist die berechnete Ladungsverteilung zu den Drähten paralleler Strips auf der Oberseite eines offenen Profils eingezeichnet.

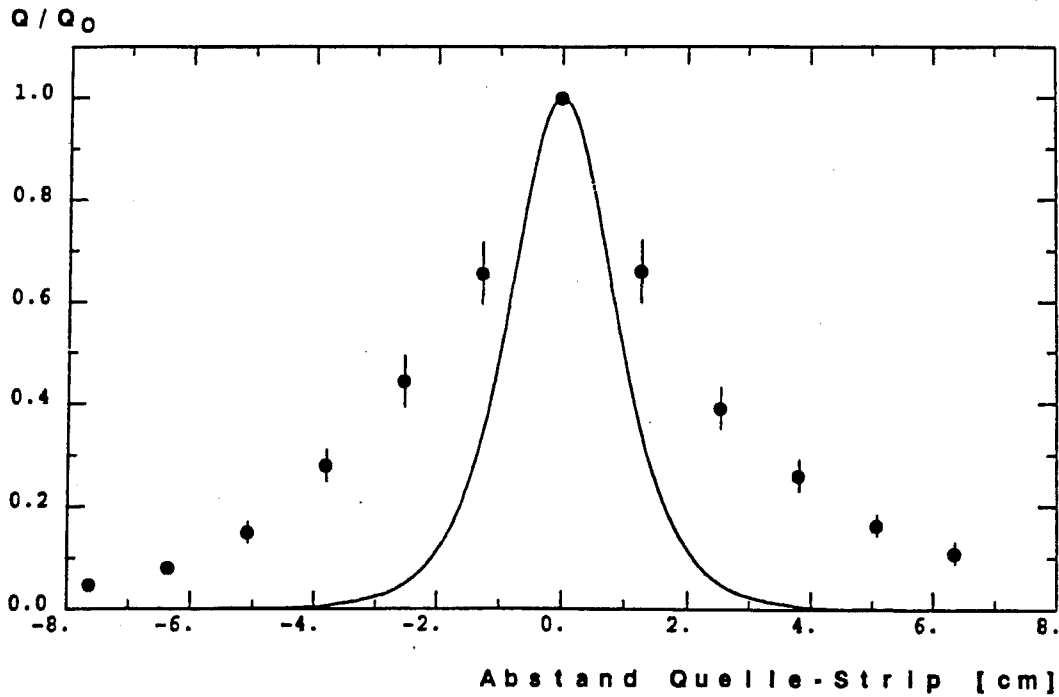


Abb. 2.12 [BRINK]: Gemessene Ladungsverteilung (Oberseite eines offenen hochhöhmigen Profils, senkrecht zu den Drähten verlaufende Strips). Eingezeichnet ist die berechnete Verteilung auf der Oberseite eines offenen Profils.

Die Signalform der Pulse von Pads und Strips kann berechnet werden [BERG]. Abb. 2.13 zeigt die berechnete Pulsform für einen 4 mm breiten Strip und ein Pad mit einer Fläche von $15 \cdot 15 \text{ cm}^2$.

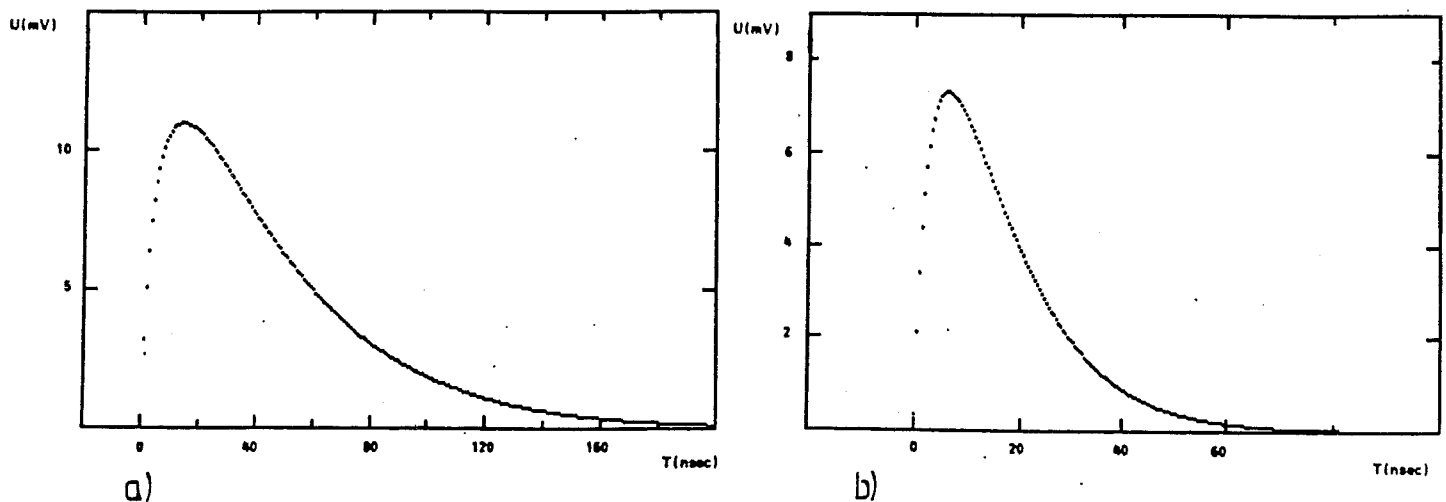


Abb. 2.13 [BERG] : Berechnete Pulsform
 a) eines Pads ($15 \cdot 15 \text{ cm}^2$)
 b) eines Strips (4 mm)

Die Padpulse sind wegen der größeren Kapazität der Pads länger als die Strippulse. Das Ergebniss stimmt gut mit der im Experiment beobachteten Pulsform überein.

2.1.2.6. Das Übersprechen (Crosstalk) zwischen verschiedenen Streamertubes

Streamertubes beeinflussen sich gegenseitig, wenn sie miteinander verbunden sind. Durch Übersprechen der durch die Ionen induzierten Ladung von einer Tube zur anderen können zwei benachbarte Pads oder Strips ansprechen. Da bei Strips meist nur abgefragt wird, ob das Signal über einer bestimmten Schwelle liegt, führt dies zu einer im Mittel höheren Multiplizität. In diesem Fall, d.h. wenn Übersprechen auftritt, registrieren mehr Strips eine Ladung, die über dieser Schwelle liegt. Für Pads, die analog ausgelesen werden, bedeutet es eine geringere Pulshöhe am Rand des Pads.

Die Streamertubes eines Profils sind außerdem über die Hochspannungsversorgung miteinander verbunden, so daß man über den anderen Streamertubes ein negatives, induziertes Signal mißt, wenn in einer Streamertube des Profils ein Streamer ausgelöst wurde. Man spricht hier vom negativen Crosstalk. Mit Hilfe von Abb. 2.14 soll der Vorgang erklärt werden.

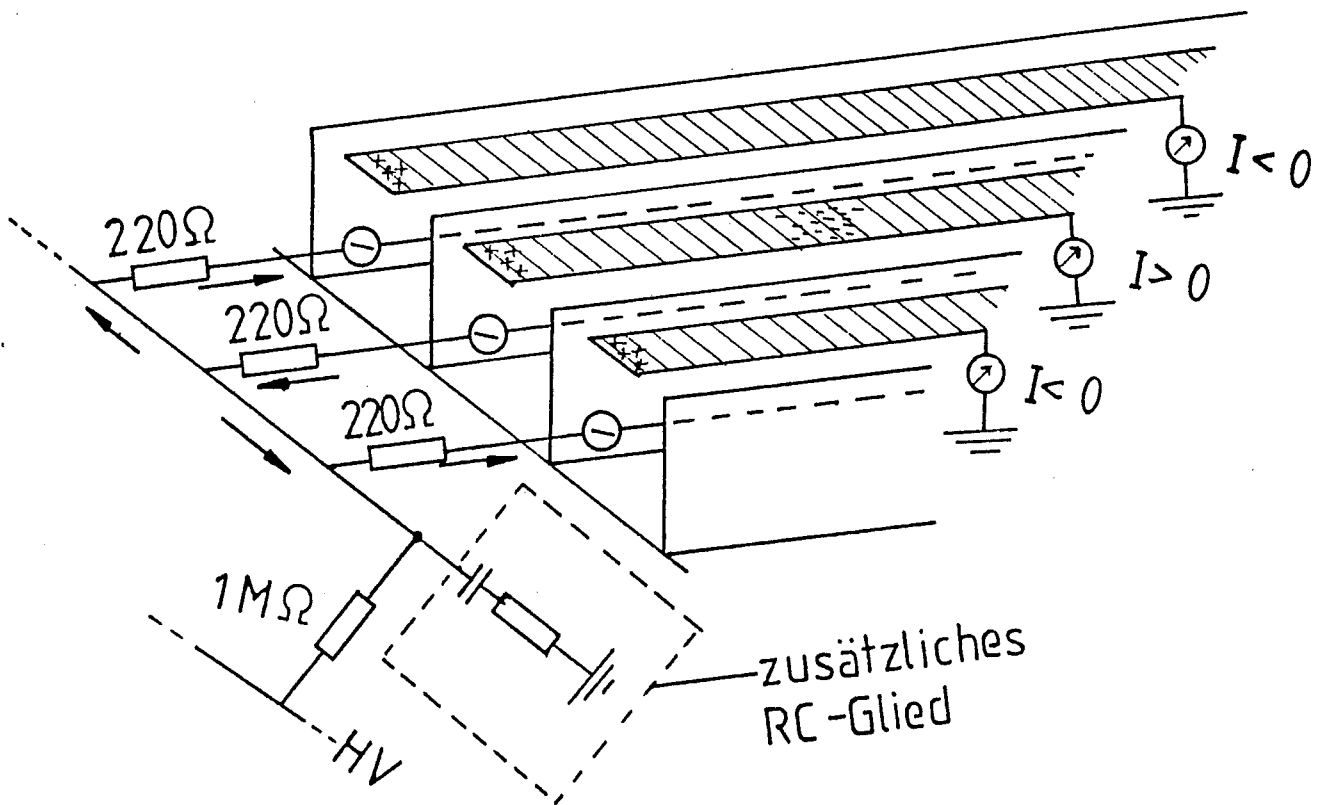


Abb. 2.14 : Skizze zur Erklärung des negativen Crosstalks

Wenn die Elektronen nach Bildung eines Streamers die Tube verlassen, verteilen sie sich auf die anderen Tubes. Dort wird die negative Raumladung der Elektronen kompensiert, so daß ein Strom von der Erde zur Elektrode fließt. Dieser Strom trägt ein negatives Vorzeichen, während der Strom positiv ist, der an der Elektrode, die sich über dem Streamer befindet, gemessen wird.

Die Größe des Crosstalks wird von der Größe des Spannungsabfalls am Signaldraht, dem Draht an dem der Streamer entstand, bestimmt. Da die Hochspannungsversorgung durch einen hochohmigen Widerstand von den Drähten abgekoppelt ist, spielt sie bei den folgenden Betrachtungen keine Rolle.

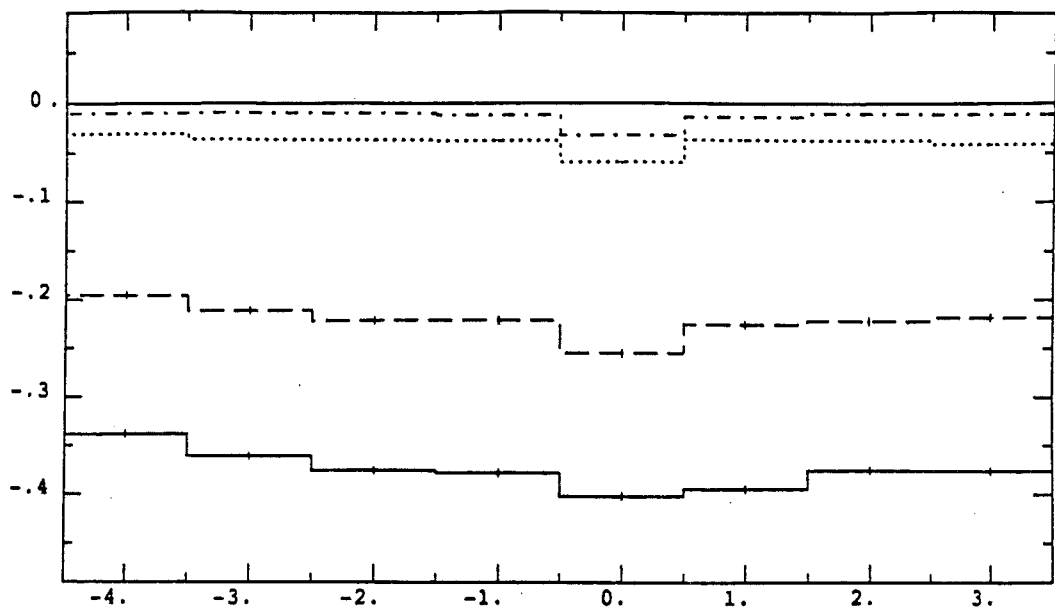
$$dU = \frac{Q_0}{C_k}$$

Q_0 : Ladung des Streamers

C_k : Kapazität des Profils

Man kann den negativen Crosstalk erniedrigen, indem man die Kammerkapazität durch einen zusätzlichen Kondensator erhöht (Abb. 2.14). Zur Messung des Crosstalks wurde nur eine Kammerhälfte mit Strips abgedeckt, während die andere Hälfte mit einer Quelle bestrahlt wurde. So konnte ausgeschlossen werden, daß direkt vom Streamer influenzierte Ladungen gemessen wurden. Abb. 2.15 zeigt die Daten, der Einfluß zusätzlicher RC-Glieder ist deutlich zu sehen.

Ladung [pC]



Abstand Pulsdraht-Stripmitte [cm]

- : C = 2 nF, R = 0
- : C = 2 nF, R = 50 Ohm
- . - . - : C = 2 nF, R = 1 kOhm
- : C = 0

Abb. 2.15 [BRINK] : Messung des negativen Crosstalks auf den 8 Drähten einer Kammer

Der negative Crosstalk verteilt sich also gleichmäßig auf das gesamte Profil, wobei das negative Signal am Signaldraht etwas größer als an den anderen Drähten ist.

Diese Messung zeigt ein weiteres Problem : Die Größe des negativen Crosstalks hängt davon ab, wie groß die Fläche der getroffenen Kammer ist, die die Elektrode überdeckt. Demnach spielt der negative Crosstalk bei Strips, die senkrecht zu den Drähten verlaufen, keine Rolle, da sie nur wenige cm^2 des Profils überdecken. Bei parallelen Strips ist die Fläche konstant, so daß auch der Crosstalk auf allen Strips etwa gleich groß ist. Bei digitaler Auslese der Strips muß nur die Schwelle geeignet gewählt werden, wie Abb. 2.16 zeigt, damit nur der Strip, der sich über der Quelle befindet, über dieser Schwelle liegt.

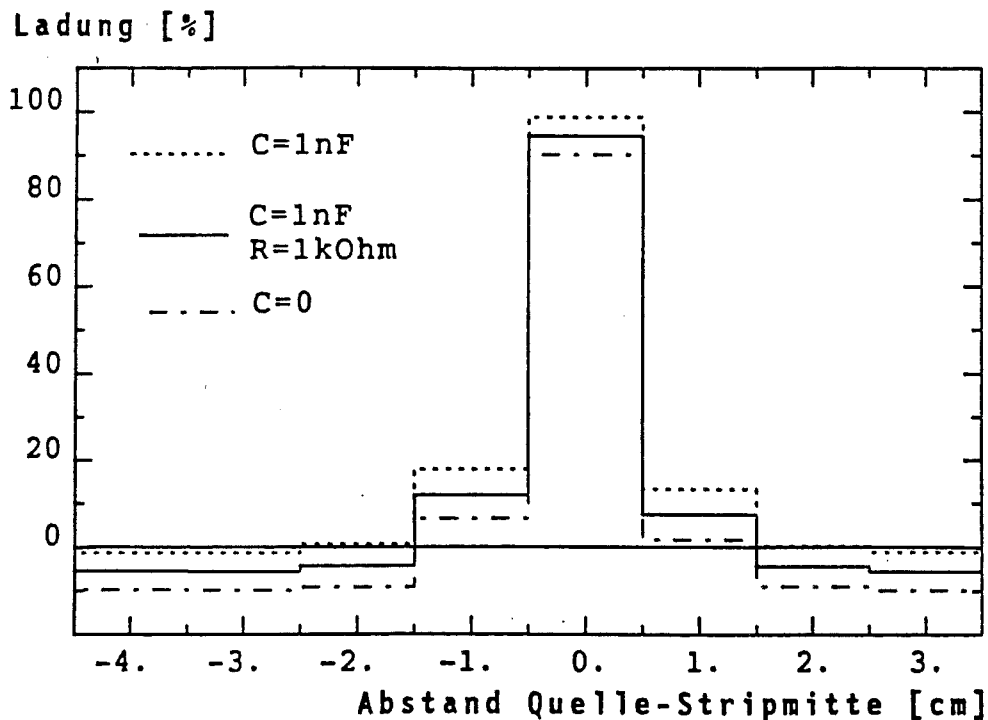


Abb. 2.16 [BRINK] : Signale der 8 Strips eines offenen, hochohmigen Profils

Bei Pads dagegen ist eine Korrektur der Daten auf negativen Crosstalk schwierig, da meist Pad- und Profilgröße nicht übereinstimmen, so daß selbst innerhalb eines Pads die Größe des Crosstalks variieren kann.

2.2 Grundlagen der Kalorimetrie

Ein Kalorimeter dient in erster Linie zur Messung der Energie eines hochenergetischen Teilchens oder eines Jets, der aus mehreren Teilchen besteht. Darüber hinaus kann auch der Ort und die Richtung des Teilchens bzw. Jets bestimmt werden.

Die Energiemessung verläuft nach folgendem Prinzip: Das Primärteilchen tritt in Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial des Kalorimeters, so daß Sekundärteilchen entstehen, auf die sich die Energie des Primärteilchens verteilt. So entsteht ein Teilchenschauer, bei dem es sich, je nach Art der ersten Wechselwirkung, um einen elektromagnetischen Schauer, der von Elektronen oder Photonen ausgelöst wird oder um einen hadronischen Schauer handelt, der, wie der Name schon besagt, von Hadronen erzeugt wird.

Die Teilchen des Schauers deponieren ihre Energie im Kalorimeter, die geladenen Teilchen verlieren z.B. einen Teil ihrer Energie durch Ionisation (dE/dx), so daß der Schauer zum Erliegen kommt. Ein kleiner Teil der deponierten Energie wird in ein nachweisbares Signal (Szintillationslicht, Ionisationsladung, Cerenkovstrahlung) umgewandelt. Dieses Signal ist im Idealfall proportional zur Energie des Primärteilchens. Um dies zu erreichen, muß u.a. der Schauer vollständig im Kalorimeter absorbiert werden.

Durch Segmentierung des Detektors erhält man Informationen über die räumliche Verteilung der Energiedeposition, so daß Rückschlüsse auf die Richtung und den Ursprung des Schauers möglich sind.

Es gibt zwei Kalorimetertypen: Zunächst das homogene Kalorimeter, das aus einem Material besteht, in dem sowohl der Schauer absorbiert, als auch das nachweisbare Signal erzeugt wird. Um Teilchen mit großer Energie zu absorbieren, sind jedoch große Kalorimeter erforderlich, da es sich bei den homogenen Kalorimetern um Materialien mit niedriger Dichte handelt (Bleiglascerenkovzähler, Natriumjodid-

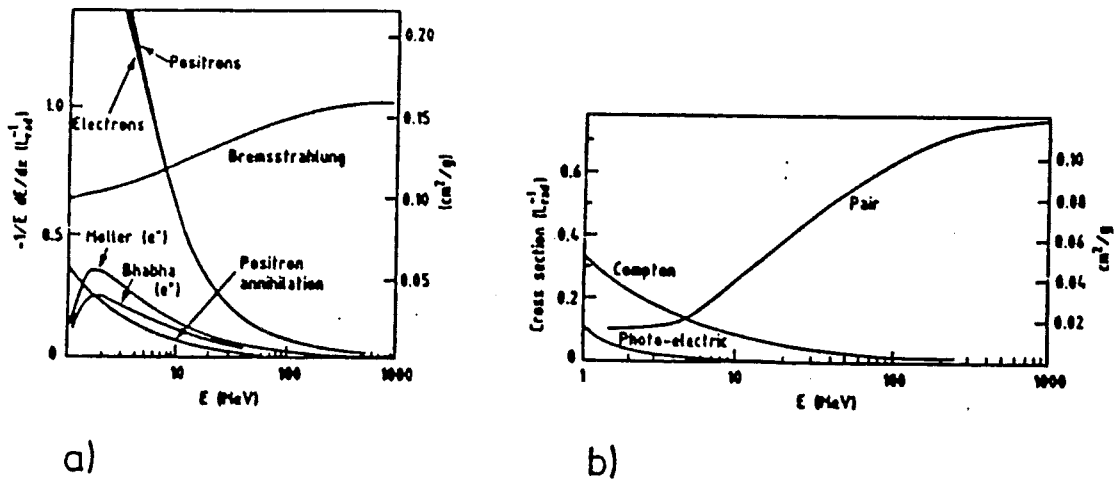
kristalle). Aus diesem Grunde benutzt man meist Sampling-Kalorimeter, die aus unterschiedlichen Materialien zur Absorption und zur Erzeugung des nachweisbaren Signals bestehen. Die Energieauflösung der Sampling-Kalorimeter ist jedoch häufig schlechter als die der homogenen Kalorimeter, da Sampling-Fluktuationen das Signal verbreitern.

Das Testkalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter: Als Absorber dienten Eisenplatten mit einer Dicke von 7.5 cm, Streamertubes lieferten das Signal. Die Teilchen des Schauers erzeugen Streamer, die nachgewiesen werden. Obwohl die Energie der Teilchen kaum Einfluß auf die Ladung eines einzelnen Streamers hat, kann man die Energie eines Hadrons messen, da die Gesamtladung der gebildeten Streamer ein Maß für die Anzahl der erzeugten Sekundärteilchen ist, die wiederum proportional zur Energie des Primärteilchens ist.

In erster Näherung wird die Energieauflösung wegen der Proportionalität von Primärenergie und Teilchenzahl durch Fluktuationen der Teilchenzahl begrenzt, die in der Größenordnung von $\Delta N = N^{1/2}$ liegen, wobei N die Zahl der Teilchen angibt. Die Energieauflösung σ_E/E sollte sich daher wie $1/E^{1/2}$ verhalten, wenn man andere Einflüsse nicht berücksichtigt.

2.3 Der elektromagnetische Schauer

Bei hohen Energien dominieren Bremsstrahlung und Paarbildung alle anderen Elementarprozesse im elektromagnetischen Schauer. Diese beiden Prozesse tragen zur Entstehung neuer Teilchen innerhalb des Schauers bei. Ihre Wirkungsquerschnitte können für beliebige Absorbermaterialien berechnet werden.



a)

b)

Abb. 2.17 [PART] :

- a) Energieverlust pro Strahlungslänge von Elektronen und Positronen in Blei als Funktion der Energie
 b) Wirkungsquerschnitte von Photonen in Blei als Funktion der Energie

Die Materialkonstante X_0 tritt sowohl bei der Bremsstrahlung als auch bei der Paarbildung als charakteristische Längeneinheit auf :

$$X_0 = \frac{1}{N \cdot 4 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot r_0^2 \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}$$

Zur Abschätzung kann man folgende Formel benutzen, die für Kernladungen im Bereich von 13 bis 92 gilt:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \frac{g}{\text{cm}^2} \quad \text{mit einem Fehler im Bereich von}$$

$$\frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20 \% \quad [\text{AMAL}]$$

Z : Kernladungszahl

N : ($N_A \rho / A$) Zahl der Atome pro cm^3

Auf einem Weg von rund einer Strahlungslänge gibt ein hochenergetisches Elektron seine Energie E bis auf etwa einen Bruchteil ($1/e$) durch Bremsstrahlung ab. Ab der sogenannten kritischen Energie E_c überwiegt der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation. Die kritische Energie E_c entspricht der Energie, die ein minimalionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge abgibt [AMAL]:

$$E_c = \frac{dE}{dx} \Big|_{\min} X_0$$

$$\approx \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad [\text{AMAL}] \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 .$$

Der Fehler wird mit $\frac{\Delta E_c}{E_c} \leq \pm 10\%$ angegeben.

Mit Hilfe dieser beiden Größen, Strahlungslänge und kritische Energie, kann ein elektromagnetischer Schauer bis auf die laterale Ausdehnung materialunabhängig beschrieben werden. Ist die Energie der Teilchen im Schauer im Mittel auf die kritische Energie abgefallen, hat der Schauer sein Maximum erreicht, da kaum noch neue Teilchen entstehen, denn z. B. der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation dominiert gegenüber der Bremsstrahlung. Auch Photonen erzeugen keine neuen Teilchen, da die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung und Photoeffekt im Bereich einiger MeV größer sind als der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, die unter 1.022 MeV wegen des Energieerhaltungssatzes nicht mehr möglich ist.

Für die Lage des Schauermaximums und des Schauerschwerpunktes konnte, mit vereinfachten Annahmen, eine Parametrisierung gefunden werden [ROSSI] :

$$t_{\max}[X_0] = \ln \frac{E}{E_c} - a \quad \left(\begin{array}{l} a = 1 \quad \text{für } e^+, e^-, \\ a = 0.5 \quad \text{für } \gamma\text{'s} \end{array} \right)$$

$$t_{\text{med}}[X_0] = t_{\max} + b \quad \left(\begin{array}{l} b = 1.4 \quad \text{für } e^+, e^-, \\ b = 1.7 \quad \text{für } \gamma\text{'s} \end{array} \right).$$

Ungefähr 98 % der Energie des Primärteilchens werden bis zu einer Tiefe von [FAB] :

$$L_{98\%}[X_0] \approx t_{\max} + 4 \lambda_{att}$$

deponiert, wobei λ_{att} mit [FAB]

$$\lambda_{att}[X_0] \approx 3.4 \pm 0.5 \quad \text{angegeben wird.}$$

Die mittlere transversale Breite eines elektromagnetischen Schauers kann mit Hilfe des Molière-Radius R_M beschrieben werden. Den Molière-Radius kann man näherungsweise über [AMAL]

$$R_M \approx 7 \frac{A}{Z} \frac{g}{\text{cm}^2} \quad \text{mit einem Fehler von etwa} \quad \frac{\Delta R_M}{R_M} \leq \pm 10 \%$$

für $13 \leq Z \leq 92$ berechnen.

Rund 95% der Energie werden innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $r = 2 R_M$ deponiert [FAB].

Für das zu untersuchende Kalorimeter, das aus 10 Lagen Eisen mit einer Dicke von 7.5 cm und einer Fläche von etwa 1 m² besteht, bedeutet dies, daß elektromagnetische Schauer mit Energien von 10 bis 100 GeV vor der fünften Eisenlage 95% ihrer Energie deponiert haben. Das Schauermaximum liegt zwischen der ersten und der zweiten Eisenlage. Der Molière-Radius beträgt etwa 15 cm für Eisen, so daß kaum seitliche Verluste zu erwarten sind.

2.4 Der hadronische Schauer

Die Vielteilchenproduktion in tief inelastischen Hadron-Kernkollisionen bei hohen Energien führt zu Hadronschauern. Da die Elementarprozesse dieser Wechselwirkung sehr komplex sind, greift man z.B. auf gemessene Pion-Nukleon Streudaten zurück, um hadronische Schauer zu beschreiben. Da wichtige Kenngrößen eines Kalorimeters, die Energie- und die Ortsauflösung, von Fluktuationen abhängen, die in einzelnen Schauern auftreten, reicht eine Beschreibung der Schauer auf der Basis einer analytischen Parametrisierung des durchschnittlichen Schauerverhaltens nicht aus. Aus diesem Grunde wurden Programme entwickelt, die mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode einzelne Schauer simulieren. Ein Beispiel für ein Programm zur Simulation hadronischer Schauer ist das Programmpaket GEISHA (Gamma-Hadron-Electron-Interaction-SH(A)ower code) [FESE].

Da zum großen Teil Pionen erzeugt werden - die Multiplizitäten von z.B. Kaonen, Nukleon-Antinukleon Paaren liegen um ein bis zwei Größenordnungen niedriger - kann man die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Pionen in Materie, die Absorptionslänge λ , zur Beschreibung hadronischer Kaskaden benutzen. Man definiert λ als :

$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho \sigma_I} \quad [\text{gcm}^{-2}]$$

$$\approx \frac{35 A^{1/3}}{\rho} \quad [\text{AMAL}]$$

A : Atommasse, N_A : Avogadrokonstante, ρ : Dichte,
 σ_I : inelastischer Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitt

| Material | Z | A | ρ [gcm ⁻³] | $(dE/dx)_{min}$ [MeV cm ⁻¹] | X ₀ [cm] | E _c [MeV] | λ [cm] |
|-----------|------|--------|--------------------------------|--|------------------------|-------------------------|----------------------|
| Eisen | 26.0 | 55.85 | 7.87 | 10.7 | 1.76 | 20.5 | 17.1 |
| Alum. | 13.0 | 26.98 | 2.7 | 3.81 | 8.9 | 39.3 | 37.2 |
| Blei | 82.0 | 207.19 | 11.85 | 11.7 | 0.56 | 7.2 | 18.5 |
| fl. Argon | 18.0 | 39.95 | 1.4 | 2.11 | 14.0 | 29.8 | 83.7 |
| Szintill. | 6.2 | 12.4 | 1.18 | 1.98 | 34.1 | 80.0 | 79.5 |
| Luft | 7.3 | 14.61 | 1.21*10 ⁻³ | 1.12*10 ⁻³ | 30.4*10 ³ | 75.3 | 67.5*10 ³ |

Tab. 2.1 [PART] : Materialkonstanten verschiedener Stoffe

Hadronische Schauer sind räumlich wesentlich weiter ausgedehnt als elektromagnetische Schauer. Die räumliche Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch Vielfachstreuung bestimmt, während der mittlere transversale Impuls der Sekundärteilchen für die Größe eines hadronischen Schauers ausschlaggebend ist. Aus diesem Grund sind Hadronkalorimeter größer als elektromagnetische Kalorimeter und werden fast ausschließlich als Sampling-Kalorimeter gebaut.

2.4.1. Die Elementarprozesse des hadronischen Schauers

Zur Energiedeposition tragen fünf verschiedene Prozesse bei, von denen jedoch nur zwei für das verwendete Kalorimeter relevant sind. Es handelt sich dabei um:

- 1) dE/dx - Ionisationsverlust geladener Teilchen wie μ^+ , μ^- , π^+ , π^- , p ...

Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den mittleren Energieverlust durch Ionisation pro Weglänge x in gcm^{-2} :

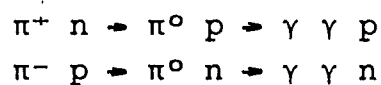
$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi e^4 z^2}{m v^2} N_A Z \left\{ \ln \frac{2mv^2}{I} - \ln (1 - \beta^2) - \beta^2 \right\}$$

- $v = \beta c$: Geschwindigkeit des Teilchens,
 ze : Ladung des Teilchens,
 m : Elektronenmasse,
 N_A : Avogadrokonstante,
 A : Atommassenzahl,
 z : Kernladungszahl

Der Energieverlust ist somit eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit. Zunächst fällt er mit v^{-2} und befindet sich bei $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \approx 3$ im Minimum. In diesem Bereich spricht man von minimalionisierenden Teilchen. Bei höheren Geschwindigkeiten steigt der Energieverlust durch Ionisation wieder, bis er das Fermi-Plateau erreicht.

2) Elektromagnetische Schauer

Innerhalb hadronischer Schauer können elektromagnetische Schauer z.B. durch den Zerfall neutraler Mesonen (π^0 , η) ausgelöst werden. Unter anderen tragen folgende Reaktionen zur Erzeugung von π^0 -Mesonen bei :



Auf die Bedeutung des π^0 -Anteils im hadronischen Schauer wird später eingegangen.

Die drei anderen Prozesse, über die Energie deponiert werden kann, sind die Entstehung und Wechselwirkung von Neutronen, sowie Spalt- und (n, γ) -Einfangprozesse. Der Beitrag dieser Prozesse ist jedoch im Falle eines Streamertube-Eisen-Kalorimeters klein.

Man muß demnach zwischen einerseits der Primärenergie des Teilchens, andererseits der Energie, die im gesamten Detektor deponiert wird und schließlich der sichtbaren Energie unterscheiden. Die deponierte Energie E_{dep} kann kleiner als die Primärenergie sein, da Energie durch Neutrinos und Myonen verloren geht, die das Kalorimeter verlassen. Die sichtbare bzw. nachweisbare Energie E_{vis} ist wiederum nur ein Teil der gesamten deponierten Energie, da es sich um die Energie handelt, die in den aktiven Schichten des Detektors deponiert wird. Im Fall des Streamertube-Eisen-Kalorimeters tragen nur Teilchen, die Streamer erzeugen, zum Signal bei.

| Art der Deposition | Verhältnis E_{vis}/E_{dep} |
|--|------------------------------|
| Ionisationsverlust geladener Teilchen | 1 |
| elektromagnetische Schauer | ≈ 0.6 |
| γ -Teilchen aus Spaltprozessen und n-Einfang | ≈ 0.3 |
| kinetische Energie der Neutronen | |
| Szintillator (mit Sättigung) | bis 2 |
| flüssiges Argon | ≈ 0 |
| Bindungsenergie | 0 |

Tab. 2.2 [BRÜCK/86] : Typisches Verhältnis E_{vis}/E_{dep} für Kalorimeter mit Absorbern mit hoher Kernladungszahl, normiert auf den Wert für minimalionisierende Teilchen

2.4.2. Das e/π -Verhältnis

Die unterschiedlichen Verhältnisse von E_{vis}/E_{dep} führen dazu, daß die Antwort des Kalorimeters sich bei elektromagnetischen und hadronischen Schauern bei gleicher einfallender Energie stark unterscheidet. Man drückt dies durch das e/h - bzw. e/π -Verhältnis aus, das bis 1.5 anwachsen kann und energieabhängig ist [FAB]. In Abb. 2.18 sind die verschiedenen Beiträge zur Energiedeposition aufgetragen.

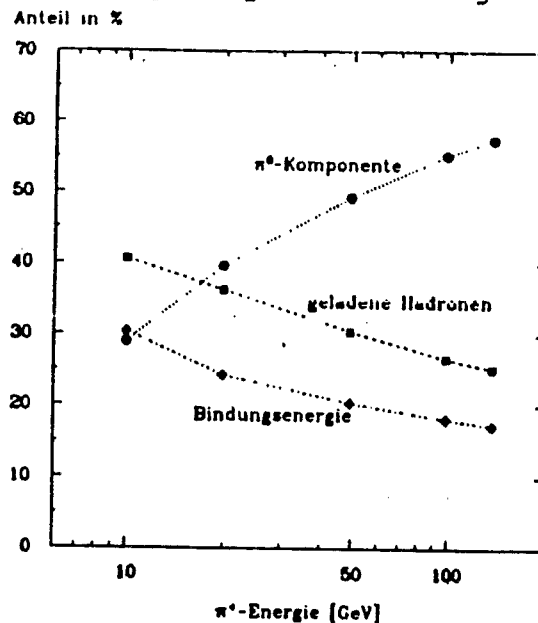


Abb. 2.18 [FOOS] : Die verschiedenen Beiträge zur Energiedeposition im hadronischen Schauer

Diese Energieabhängigkeit beruht auf dem unterschiedlichen Anteil der π^0 -Mesonen. Dieser Anteil kann durch

$$f(\pi^0) \approx 0.1 \ln E \text{ [GeV]} \quad 10 \text{ GeV} < E_{\text{Strahl}} < 100 \text{ GeV [FAB]}$$

beschrieben werden.

Geht man also zu immer höheren Energien, so nähert sich das e/h -Verhältnis dem Wert 1 an. Ziel ist, das Kalorimeter so auszulegen, daß das e/h -Verhältnis bei jeder Energie nahe bei 1 liegt. Es wird dann von einem kompensiertem Kalorimeter gesprochen. Dies erreicht man, wenn der Nachweis der kinetischen Energie der Neutronen so ausgelegt ist, daß der Verlust durch Bindungsenergie ausgeglichen wird.

2.4.3. Die Parametrisierung des hadronischen Schauers

Hadronische Schauer lassen sich mit Hilfe der vorher definierten Absorptionslänge λ parametrisieren. Das Schauermaximum liegt etwa bei [FAB]

$$t_{\max}(\lambda) \approx 0.2 \ln E \text{ | GeV |} + 0.7 \quad .$$

Bei Materialien mit hohem Z wird das Maximum früher erreicht. Innerhalb einer Kalorimetertiefe von [FAB]

$$L_{95\%}(\lambda) \approx t_{\max} + 2.5 \lambda_{att} \text{ mit [FAB]}$$

$$\lambda_{att} \approx \lambda (E \text{ | GeV |})^{0.13}$$

deponiert der Schauer 95% seiner Energie. Diese Parametrisierung beschreibt Meßdaten bei Energien von einigen GeV bis zu einigen hundert GeV mit einem Fehler von etwa 10%. Der Radius eines Zylinders, in dem rund 95% der Energie deponiert werden, kann man folgendermaßen abschätzen [FAB] :

$$R_{95\%} \leq 1\lambda \quad .$$

Der Radius skaliert nicht mit λ und ist für Materialien mit großem Z kleiner.

Dies bedeutet für das Testkalorimeter, das 10 Lagen à 7.5 cm Eisen als Absorber enthält, daß sich das Schauermaximum für Hadronen mit Energien von 10 bis 100 GeV ungefähr bei der dritten Eisenlage befindet. Nur Hadronen mit einer Energie von 10 GeV deponieren rund 95% ihrer Energie innerhalb des Kalorimeters. Bei den anderen Energien ist mit relativ großen Verlusten (Leakage) am hinteren Ende des Kalorimeters zu rechnen, während wenig an den Seiten entweichen sollte.

Als Parametrisierung für das longitudinale Schauerprofil gibt Fabjan folgende Funktion an :

$$dE/ds = K[w t^a e^{-bt} + (1-w) l^c e^{-at}], \quad [\text{FAB}]$$

wobei t die Tiefe des Detektors, vom Anfang des Schauers an gemessen, in Strahlungslängen angibt. Der Parameter l ist die gleiche Größe in Einheiten von Absorptionslängen. K und w sind Normierung und Wichtung, während a , b , c und d freie Parameter sind. Diese Formel stützt sich auf die Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils eines elektromagnetischen Schauers, die von Longo und Sestili mit [LONG]

$$dE/ds = N t^\alpha e^{-\beta t}$$

angegeben wird. Der Parameter t ist wiederum die Detektortiefe in Strahlungslängen, N ist die Normierung, α und β sind freie Parameter.

2.4.4 Energieauflösung hadronischer Schauer

Fluktuationen, die bei der Messung der Energie eines Schauers auftreten, beschränken die Energieauflösung und können verschiedene Ursachen haben. Betrachtet man zuerst nur den hadronischen Schauer selbst, so begrenzen die intrinsischen Schwankungen, z.B. des π^0 -Anteils, das Auflösungsvermögen, außer bei Uran als Absorber, auf etwa [FAB]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{intr}} \approx \frac{0.45}{(E [\text{GeV}])^{1/2}}$$

Die verschiedenen Anteile, die zum Signal beitragen, sind im folgendem Diagramm aufgetragen [BRÜCK/86] :

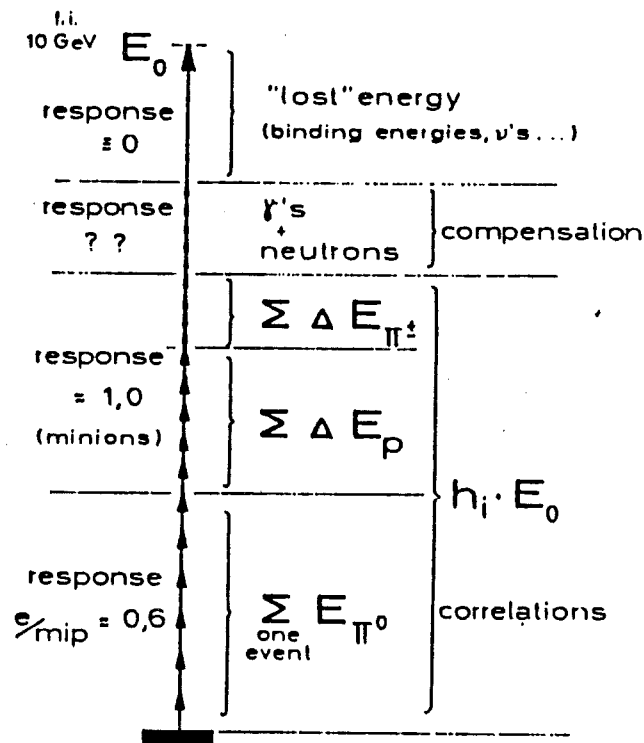


Abb. 2.21 [BRÜCK/86] : Hauptbeiträge zu den Fluktuationen des Signals

Mit zunehmender Energie weicht die Energieauflösung vom $1/\sqrt{E}$ -Verhalten ab, da sich die Fluktuationen des π^0 -Anteils immer stärker auswirken.

In einem Sampling-Kalorimeter wechseln sich Schichten aus Absorber- und aktivem Material ab. Auf Grund der unterschiedlichen Schauerentwicklung schwankt die Zahl der Teilchen, die eine bestimmte aktive Schicht durchqueren. Bei hadronischen Schauern ist dieser Beitrag zur Energieauflösung, im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, klein gegen die intrinsischen Fluktuationen und kann durch [FAB]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{samp}} \approx 0.09 \left\{ \frac{\Delta E [\text{MeV}]}{E [\text{GeV}]} \right\}^{1/2}$$

abgeschätzt werden. ΔE ist die pro Sampling-Zelle deponierte Energie eines minimalionisierenden Teilchens. Bei Gasdetektoren spielt der Winkel des Teilchens zur aktiven Schicht eine Rolle. M.G.Catanesi et al. wiesen diesen Effekt auch bei Streamer-Tubes nach [CATA]. Die Energieauflösung verschlechtert sich, da bei schrägem Einfall die Zahl der Streamer stärker als bei senkrechtem Einfall schwankt.

Das Auflösungsvermögen wird auch nachteilig beeinflusst, wenn der Schauer nicht vollständig absorbiert wird, d.h. wenn Verluste auftreten. Der Einfluß der longitudinalen Verluste kann durch [FAB]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{Leak}} \approx \left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\epsilon=0} (1+4f) \text{ für } f < 0.3$$

abgeschätzt werden. Mit f wird das mittlere Verhältnis der nicht absorbierten Energie zur Gesamtenergie bezeichnet.

Außerdem wird die Energieauflösung durch Rauschen, Sättigung, Inhomogenitäten des Detektors und andere apparative Effekte verschlechtert.

3. Der experimentelle Aufbau

3.1 Die benutzten Streamertubes

Für die Messungen wurden Streamertubes aus PVC mit graphitierter Kathode benutzt. Es handelte sich um PVC-Profile, die mit einer Mischung aus Isobutylketon und Graphitpulver bestrichen wurden. Der Anteil an Graphitpulver bestimmt den Oberflächenwiderstand der Kathode. Es wurden Kammern mit einem Oberflächenwiderstand zwischen $100\text{ k}\Omega$ und $1\text{ M}\Omega$ verwendet. Die Graphitschicht wurde geerdet.

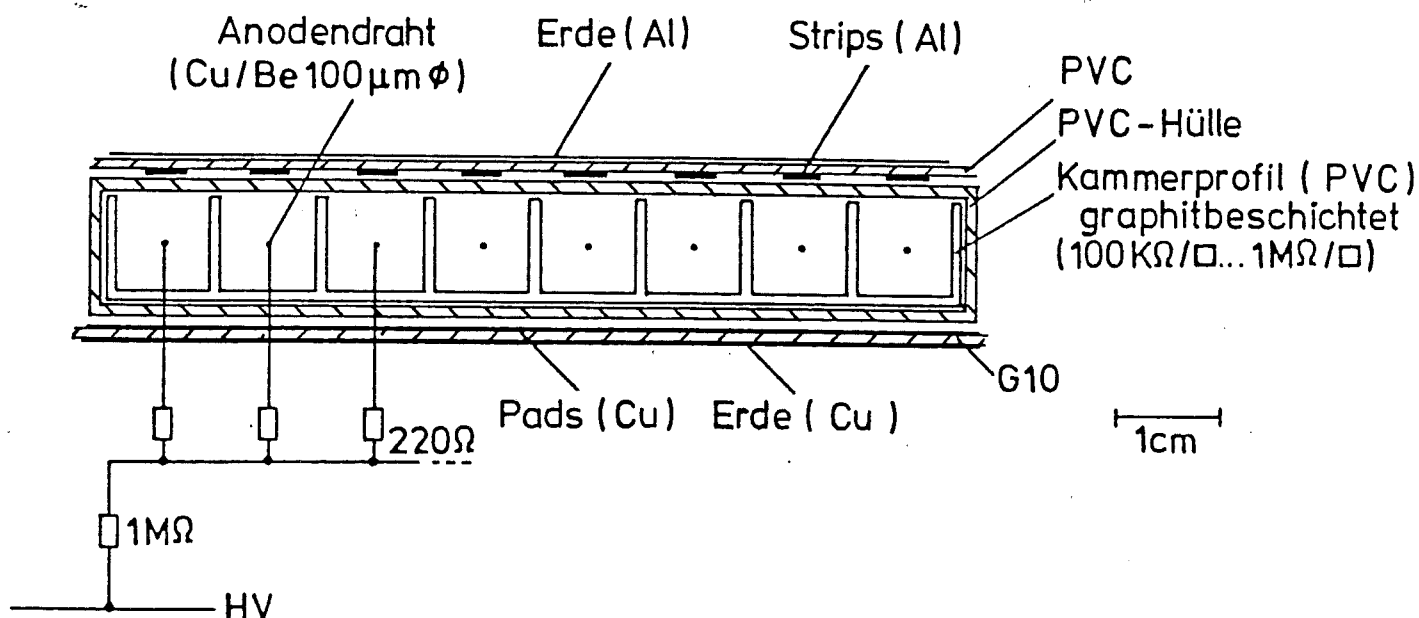


Abb. 3.1 : Querschnitt durch ein Streamertubeprofil mit Hochspannungsversorgung

Die 1.2 m langen Profile waren oben offen und bestanden aus acht Kanälen mit einem inneren, quadratischen Querschnitt von $9 \times 9\text{ mm}^2$ (Abb. 3.1). An den Enden der Profile befanden sich Platinen, an denen die Signaldrähte festgelötet wurden. Es handelte sich um Cu-Be Drähte mit einem Durchmesser von $100\text{ }\mu\text{m}$, die mit 1.8 N gespannt wurden. Abstandshalter, die sich $30\text{--}40\text{ cm}$ voneinander entfernt befanden, sicherten die Position der Drähte. Untereinander waren die Drähte durch $220\text{ }\Omega$ Widerstände, die Reflektionen

verhindern sollten, verbunden. Die acht Drähte eines Profils waren über einen $1M\Omega$ Widerstand mit dem positiven Pol der Hochspannungsversorgung verbunden.

Die Profile befanden sich in einer gasdichten PVC-Hülle, deren Enden mit Kappen gesichert waren, die die Gaszuführungen und die HV-Anschlüsse enthielten.

Da die Streamertubes ohne Kathodendeckel betrieben werden, bildet sich ein elektrisches Feld, wie es in Abb. 3.2 zu sehen ist, aus. Der Grund für diese Feldkonfiguration sind Ionen, die die nichtleitende Oberseite der PVC-Hülle statisch aufladen, bis das statische Feld so groß ist, daß keine Feldlinien mehr vom Anodendraht zum PVC-Deckel verlaufen.

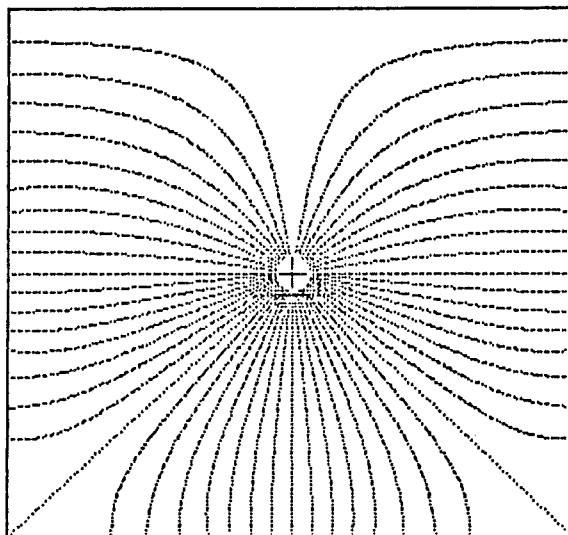


Abb. 3.2: Elektrische Feldlinien einer Streamertube ohne Kathodendeckel, der Draht liegt auf Hochspannung

Die Tubes wurden am INFN in Frascati, Italien, hergestellt und in Aachen einem 24-stündigen Hochspannungstest unterzogen. Kammern, die nach diesem Test einen Ruhestrom von mehr als $2\ \mu A$ aufwiesen, wurden aussortiert.

Während der Meßzeit wurden die Streamertubes bei 4.6 und 4.7 kV betrieben. Es wurde die Standardgasmischung Argon - Isobutan im Verhältnis 1:3 unter Luftdruck benutzt. Am Ausgang der Gaszuführung befand sich eine Monitorkammer, die Schwankungen der Gaszusammensetzung registrieren sollte.

3.2 Das Testmodul

Das Testmodul bestand aus Eisenplatten mit einer Fläche von $110 \times 125 \text{ cm}^2$. Zehn Eisenplatten waren 5.0 cm und zehn andere 2.5 cm dick, so daß zwischen verschiedenen Absorberdicken gewählt werden konnte. Während der Meßzeit befand sich zwischen jeweils 7.5 cm Eisen eine Lage mit Streamertubes. Diese Anordnung entspricht der geplanten Eisenstruktur im H1-Detektor [H1COL/86]. Der Abstand der Eisenplatten betrug 2.5 cm mit der Ausnahme eines Spaltes von 5 cm Breite nach 30 cm Eisen (Abb. 3.3). Insgesamt besaßen alle Eisenplatten zusammen eine Dicke von 75 cm, was 4.47 Absorptionslängen entspricht.

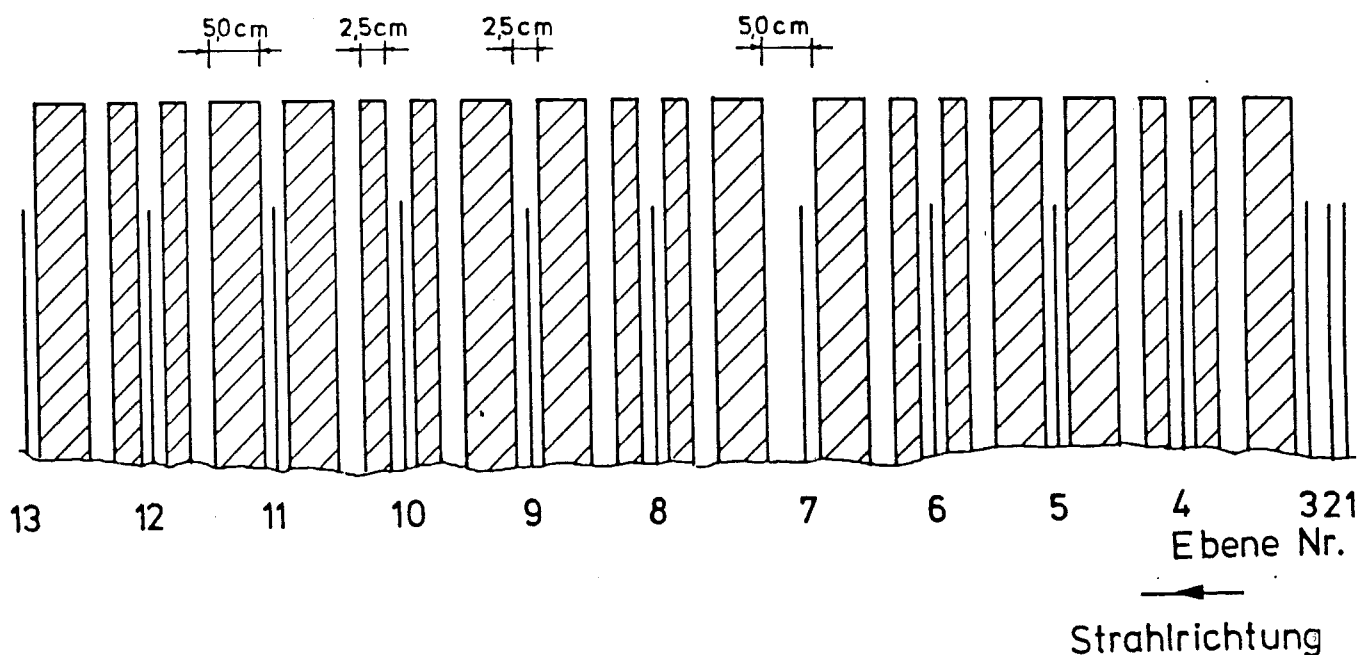


Abb. 3.3 : Längsschnitt durch das Testmodul

Zwölf Profile, die acht Streamertubes enthielten, wurden in einem Aluminiumrahmen zu einer Lage zusammen gefaßt, von denen 13 im Experiment zur Verfügung standen. Drei Lagen Streamertubes waren vor der ersten Eisenlage installiert, danach folgte auf 7.5 cm Eisen immer eine Lage Streamertubes. In Abb. 3.3 ist die Folge der Schichten dargestellt. Diese Anordnung entspricht bis auf drei Schichten, die zusätzlich für den H1-Detektor vorgesehen sind, dem geplan-

ten Aufbau des Detektors. Vor der zweiten Meßzeit im November wurden diese Lagen hinzugefügt. Die Drähte der Streamertubes waren horizontal orientiert. Bis auf die zweite Streamertubelage, die um 0.5 cm in vertikaler Richtung verschoben wurde, befanden sich alle Ebenen mit einer Genauigkeit von wenigen mm an der gleichen vertikalen Position. Die Lagen wurden mit Hilfe von Plastikschiene in ihrer Position gehalten. In horizontaler Richtung waren sie nicht fixiert, so daß die horizontale Position der Tubes auf etwa 1 cm bekannt ist.

Zwei Profile waren defekt, dabei handelte es sich um das sechste Profil von oben in der zweiten und das erste Profil von oben in der siebten Ebene. Besonders der Ausfall des Profils, in der zweiten Ebene, d.h. von acht Streamertubes, wirkt sich auf das Signal aus, da sich das Profil in der Mitte der Ebene befindet, so daß ein Teil des Schauers nicht registriert werden kann (Kap. 4.1.3, Kap. 4.3.1).

3.3 Die Auslese der Streamertubes

Die Streamertubes wurden mit Hilfe äußerer Elektroden ausgelesen - sogenannter "pick-up" Elektroden - die nach dem Prinzip der induzierten Signale (vgl. Kap. 2.1.2.5) arbeiten. Es wurde ein analoges und ein digitales Ausleseverfahren benutzt. Zunächst soll das analoge Verfahren beschrieben werden :

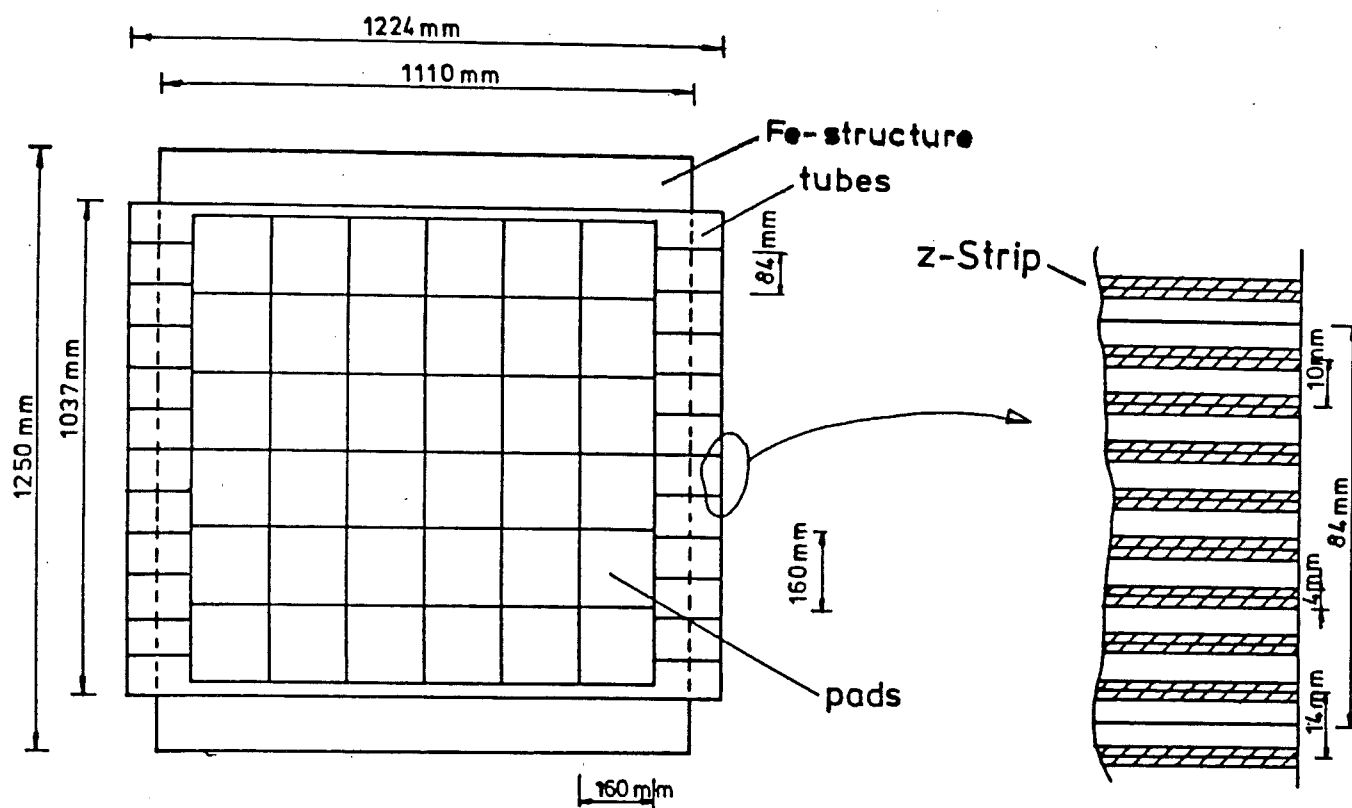


Abb. 3.4 : Querschnitt durch das Kalorimeter

Elf der dreizehn Lagen (Lage 3 bis Lage 13) wurden auf der Unterseite der Profile durch sog. "Pads" ausgelesen (Abb. 3.4). Es handelt sich um beidseitig mit Kupfer kaschiertes Platinmaterial, dessen Oberseite in 36 Quadrate mit einer Fläche von $16 \times 16 \text{ cm}^2$ unterteilt war. Die Rückseite war geerdet. Die Streamertubes wurden mit der Gehäuseunterseite auf die Platte geklebt (Abb. 3.5). In der Mitte der Pads erkennt man die Lötstelle, die das Pad mit einer Ader eines Flachbandkabels verbindet. Die Flachbandkabel wurden auf der Rückseite der Padplatte verlegt.

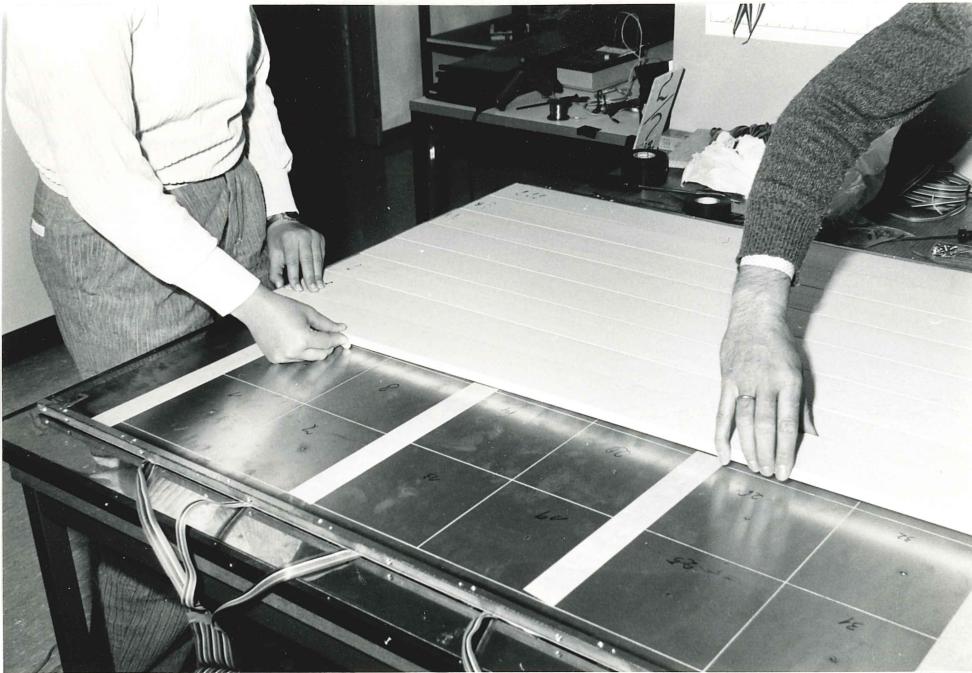


Abb. 3.5 : Aufkleben der Tubes auf die Padplatte

Bis auf die ersten beiden Streamertubelagen (Abb. 3.3) waren alle weiteren Lagen mit Pads ausgerüstet. Nur in der dritten Ebene, dem sogenannten Presampler, wurden die Pads einzeln ausgelesen. Die anderen zehn Ebenen wurden in zwei Gruppen zu je fünf Ebenen (Ebene 4-8 und Ebene 9-13) zusammengefaßt, indem die Signale von den fünf hintereinanderliegenden Pads, die sich an der gleichen Position in den einzelnen Ebenen befanden, durch die Schaltung, die in Abb. 3.6 abgebildet ist (Towerbuilder), addiert wurden. Die Pads waren durch 1-2 m Flachbandkabel mit dem Towerbuilder verbunden. Auf diese Art und Weise wurden zwei Türme in longitudinaler Richtung gebildet. Die Signale des Presamplers und der Türme wurden invertiert und die Signale der Türme um den Faktor 0.1 abgeschwächt, um den Meßbereich der ADCs nicht zu überschreiten. Die einzelnen Kanäle des Towerbuilders sind vor der Messung überprüft worden, die Verstärkung der Kanäle schwankte um $\pm 1\%$. Bis zu Ausgangspulsen von 400 pC ist die Abweichung von der Linearität kleiner als 1%. Bei Ausgangspulsen von 600 pC liegt die Abweichung bei rund 2%, dies wirkt sich aber nicht aus, da der Meßbereich der ADCs bis 256 pc reicht. Für eine leicht

modifizierte Schaltung (Änderung der Verstärkung von $-1:1$ auf $-7:1$) wurde eine Abweichung von der Linearität kleiner als 1.5% im Bereich von 25 bis 880 ADC-Kanälen gemessen [BRINK]. Die Ausgangssignale wurden mit Hilfe von ladungs-empfindlichen ADCs (LRS 2249A, 10 bit Auflösung, 0.25 pC pro Kanal) digitalisiert. Zur Messung wurde ein Gate von 200 nsec benutzt.

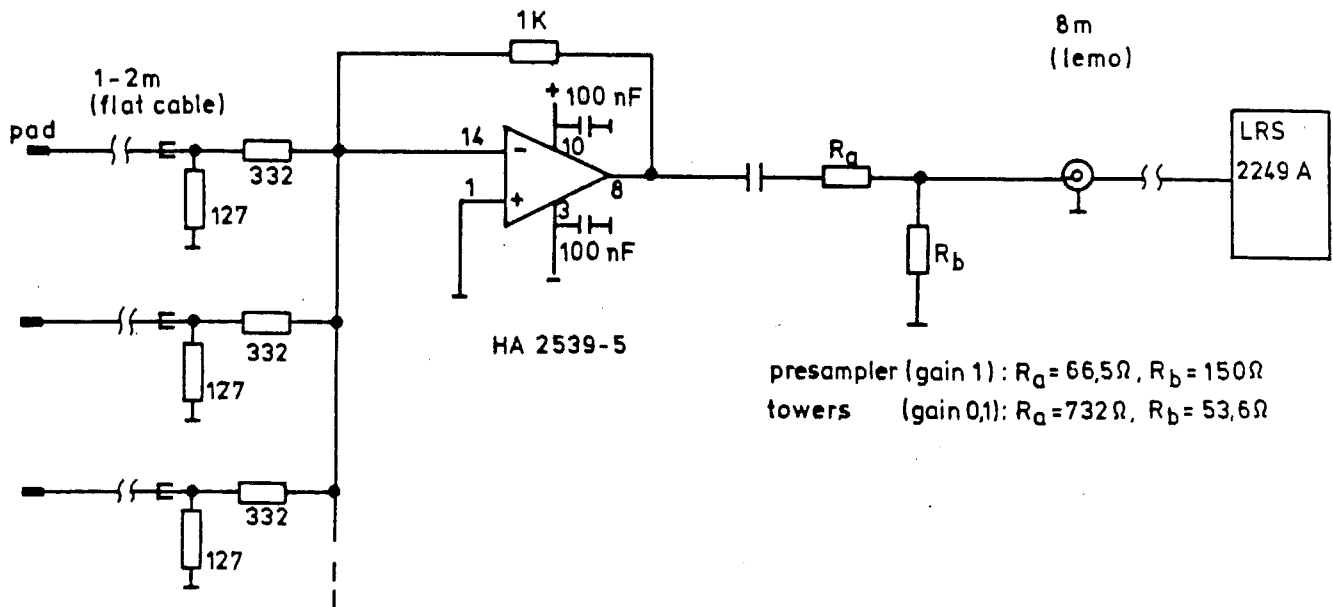


Abb. 3.6: Schaltbild zur analogen Auslese

Da bei der induzierten Auslese an Ober- und Unterseite Elektroden ausgelesen werden können, wurden fast alle Streamertubelagen auf der offenen Oberseite des Profils mit Aluminiumstreifen, den sogenannten Strips ausgerüstet (Abb. 3.4). Jeweils 16 Aluminiumstreifen sind auf eine PVC-Platte aufgewalzt worden. Sie waren 4 mm breit, von gleicher Länge wie die Streamertubes und befanden sich, bis auf den Bereich zwischen zwei Streamertubes, in einem Abstand von 6 mm (Abb. 3.4), so daß sie parallel über den Drähten verliefen. Die Strips waren nicht immer gerade auf die PVC-Platten aufgewalzt und da sie außerdem von Hand auf die Streamertubes geklebt wurden, ist ihre Position nur bis auf einige mm bekannt. Abb. 3.7 zeigt die PVC-Platten mit den Aluminium-Strips, bevor sie auf die Streamertubes geklebt werden.

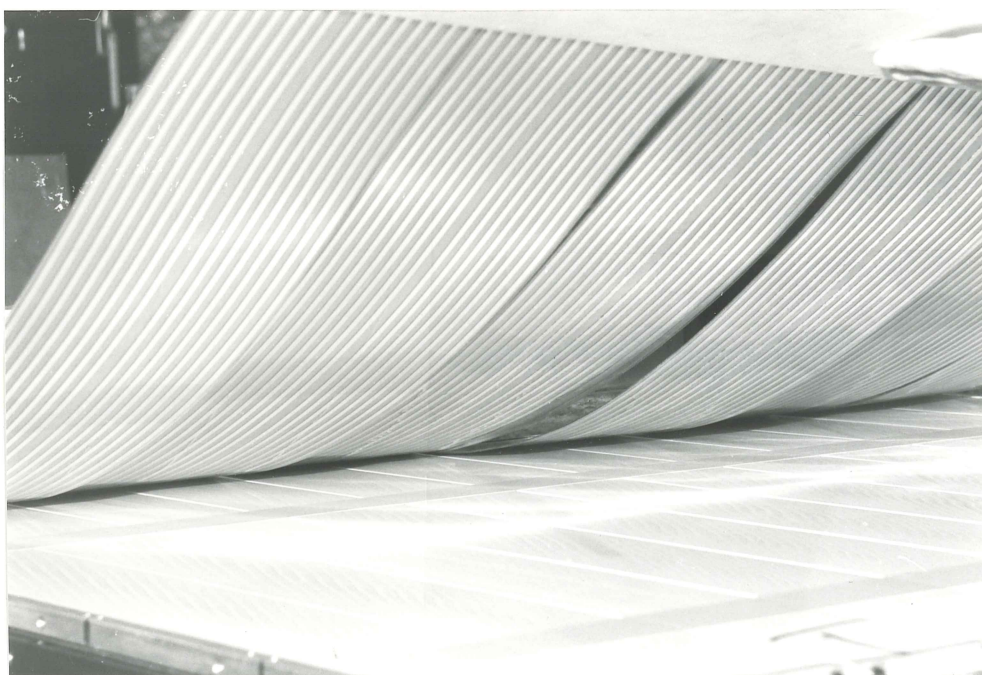


Abb. 3.7 : Aufkleben der Strips (oben) auf die Tubes (unten)

Die Strips wurden mit Hilfe des "Streamer Tube Operating System" (Stos) von LeCroy ausgelesen [STOS]. Es handelt sich um Diskriminatoren, deren Schwelle für den Signalstrom durch eine äußere Referenzspannung im Bereich von 30 bis 200 μA variiert werden kann. Da das System über zwei Ausgangsniveaus (0 \equiv unter der Schwelle, 1 \equiv über der Schwelle) verfügt, wird es im folgenden, im Gegensatz zu den ADCs, als digital bezeichnet. Das System besteht aus Auslesekarten vom Typ "Model 4200 Streamer Tube Card" (Abb. 1 in Anhang A), die mit 32 Eingängen ausgestattet waren und direkt durch eine Steckerleiste mit den Strips verbunden wurden und einem Controller des Typs "Model 4200 STOS I Controller", der durch CAMAC (Abb. 2 in Anhang A) ausgelesen werden konnte. Etwa 10% der Kanäle des Stossystems waren defekt. Sie konnten weder repariert noch ersetzt werden, da der Vertrieb des Stossystems zwischenzeitlich vom Erzeuger eingestellt wurde. Die defekten Kanäle wurden möglichst nicht in der Mitte des Kalorimeters sondern am Rand verwandt, so daß in einem Bereich von ± 10 cm um den Auftreffort des Strahls etwa 3% der Kanäle defekt waren.

Die beiden ersten Ebenen (Lage 1 und Lage 2 in Abb. 3.3) waren nicht mit Pads auf der graphitierten Unterseite der Profile ausgerüstet, sondern mit Strips, die senkrecht zu den Drähten verliefen. Diese Strips werden im weiteren als φ -Strips bezeichnet, die Strips parallel zu den Drähten werden z-Strips genannt. In der Tabelle 3.1 sind alle Streamertubeebenen und ihre Ausstattung eingetragen.

| Ebene | Eisen- tiefe in cm | Pads | φ -Strips (orthogonal) | z-Strips (parallel) | Anm. |
|-------|--------------------------|------|-----------------------------------|------------------------|------------|
| 1 | 0.0 | | * | * | |
| 2 | 0.0 | | * | * | |
| 3 | 0.0 | * | | | Presampler |
| 4 | 7.5 | * | | * | T |
| 5 | 15.0 | * | | * | U |
| 6 | 22.5 | * | | * | R |
| 7 | 30.0 | * | | * | M |
| 8 | 37.5 | * | | * | 1 |
| 9 | 45.0 | * | | * | T |
| 10 | 52.5 | * | | * | U |
| 11 | 60.0 | * | | * | R |
| 12 | 67.5 | * | | * | M |
| 13 | 75.0 | * | | | 2 |

Tab. 3.1 : Position der Streamertubelagen und ihre Ausrüstung

3.4 Der Aufbau am Teststrahl

Das Experiment wurde am Teststrahl H6 in der Nord-Halle des CERN SPS durchgeführt. Dort wurden Messungen mit Pionen, Elektronen und Myonen im Impulsbereich von 10 GeV/c bis 100 GeV/c vorgenommen. Der Strahl wurde im tertiären Mode betrieben, d.h. es wurden zwei Targets benutzt, so daß der Strahl aus der dritten Generation erzeugter Teilchen bestand. Zwischen den Targets wurde eine Strahlenergie zwischen 150 und 250 GeV eingestellt, so daß man nach dem zweiten Target die gewünschte Energie erhielt. Genauere Angaben findet man in [HICOL8/87].

Die Trennung zwischen Pionen und Elektronen wurde im Impulsbereich von 10 bis 80 GeV/c mit Hilfe von zwei Cerenkovzählern (CEDAR) durchgeführt [BOVET]. Das Cerenkovlicht wurde mit acht Photomultipliern, die im Kreis angeordnet waren, nachgewiesen. Da die Photomultiplier fest installiert waren, wurde der Cerenkovzähler so eingestellt, daß die Optik nur Cerenkovlicht auf die Photomultiplier abgebildete, das die gewünschte Teilchenart bei einer bestimmten Energie erzeugte. Zur Identifikation eines Teilchens wurde mindestens eine sechsfache Koinzidenz zwischen den Photomultipliern gefordert. Bei 80 GeV zeigte sich in der späteren Analyse, daß die Cerenkovzähler während der Messung dreier Datensätze nicht zwischen Pionen und Elektronen unterscheiden konnten. Bei einem vierten Datensatz, der später gemessen wurde (s. Tab. 3.2), waren entweder die Cerenkovzähler oder der Strahl besser eingestellt, so daß dort keine Probleme auftraten. Bei 100 GeV/c wurden Elektronen und Pionen räumlich durch Synchrotronstrahlung getrennt, wobei man mit einem Kollimator Elektronen bzw. Pionen auswählen konnte. Die Impulsbreite des Strahls betrug $\Delta p/p = 0.8\%$. Abb. 3.8 zeigt den experimentellen Aufbau, die Strahlrichtung verläuft von rechts nach links.

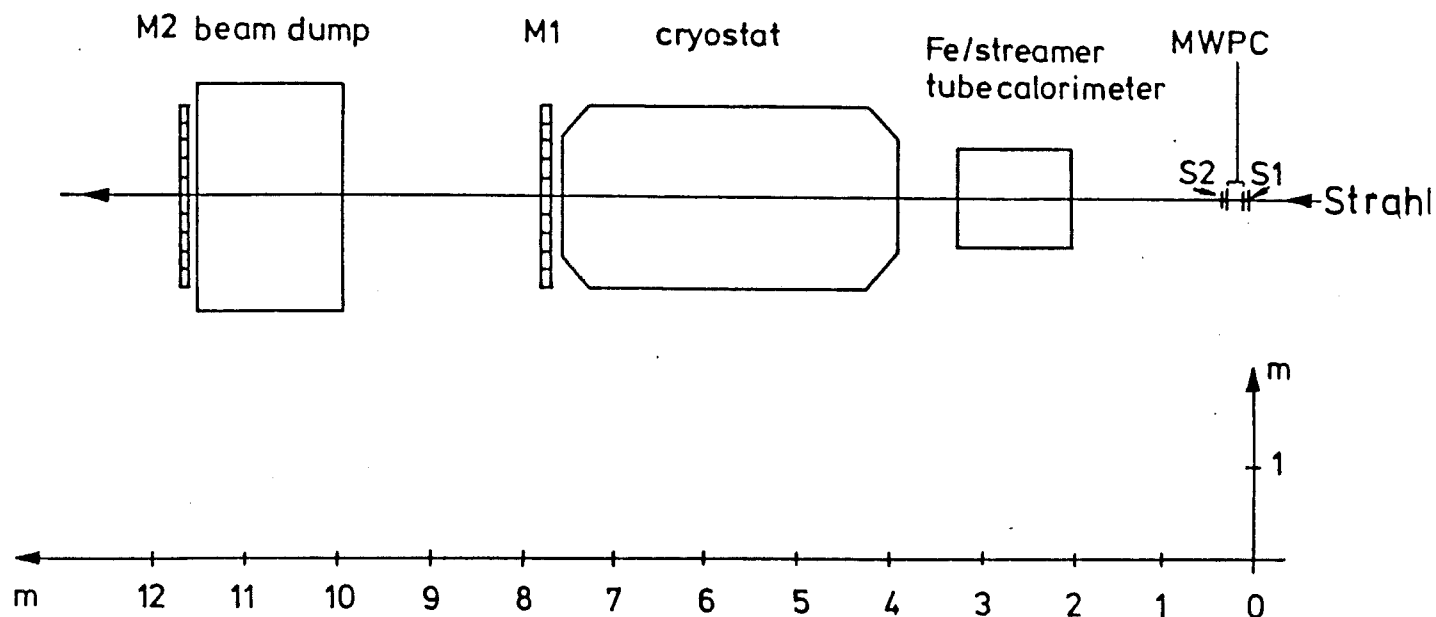


Abb. 3.8 : Der gesamte experimentelle Aufbau

S1, S2 : zwei Szintillatorzähler

MWPC : zwei Vieldrahtproportionalkammern

M1, M2 : zwei Hodoskope

Strahlaufwärts befanden sich als erstes zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) mit je zwei sich kreuzenden Drahtebenen. Die aktive Fläche der Lagen war $25 \times 25 \text{ cm}^2$ groß, der Drahtabstand betrug 2 mm. Der Abstand der beiden Kammern betrug 19 cm.

Zwei Szintillatorzähler, S1 und S2, wurden vor bzw. hinter den beiden Kammern installiert. Sowohl die Vieldrahtproportionalkammern als auch die Szintillatorzähler wurden zur Triggerung benutzt. Während der Meßzeit wurde der Triggeraufbau geändert, in dem eine Koinzidenz mit den Cerenkovzählern gefordert wurde (s. Tab. 3.2). Dies führte dazu, daß bei einigen Datensätzen das Kalorimeter auch ausgelesen wurde, wenn es sich bei dem Primärteilchen um ein Elektron handelte. Bei anderen Datensätzen wurde dieses Ereignis verworfen, so daß alle Datensätze Pion und Myondaten enthalten, einige zusätzlich auch Elektronen.

Das Streamertube-Testkalorimeter befand sich während der Strahlzeit vor einem Liquid-Argon-Kalorimeter, das nicht

ausgelesen wurde. Dieses Kalorimeter besaß eine Länge, die rund zehn Absorbtlängen entsprach. Eine Szintillatorwand (M1) befand sich hinter dem Liquid-Argon-Kalorimeter und eine andere (M2) hinter einem Beamdamp aus 1.6 m Eisen. Jede Wand bestand aus zehn Szintillatorzählern von 120 cm Länge und 20 cm Breite. Die Szintillatoren waren vertikal angebracht und hatten einen Überlapp von etwa 0.5 cm. Beide Wände wurden mit ausgelesen und die Information zur Selektion von Myonen verwandt.

3.5 Beschreibung der Datennahme

Vor Beginn der Strahlzeit wurde außerhalb des Strahls die Nachweiswahrscheinlichkeit der digitale Auslese in Abhängigkeit von der Hochspannung und der Schwelle des Stossystems gemessen. Dazu wurden zwei große Szintillatoren, die vor und hinter dem Testmodul installiert waren und etwa die ganze Fläche des Moduls abdeckten, als Trigger benutzt. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde jeweils eine Stosebene betrachtet und die anderen Ebenen zur Spurerkennung benutzt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ergab sich aus dem Quotienten der Zahl der Ereignisse, in der der berechnete Kanal angesprochen hatte, zur Zahl aller Trigger. Das Ergebnis der Messungen, über alle Ebenen gemittelt, ist in Abb. 3.9 zu sehen. Die Werte weichen von denen in Kap. 4.2.9 angegebenen Werten ab, da u.a. nicht auf die defekten Kanäle korrigiert wurde. Für die Messungen im Teststrahl wurde eine Stoschwelle gewählt, die einer Referenzspannung von 50 mV entspricht und eine Hochspannung von 4.7 kV. Da jedoch bei hohen Myonraten ($> 20 \text{ Hz/cm}^2$) Dunkelströme im Bereich von 2 μA bei einigen Streamertubes auftraten, wurden auch bei einer Spannung von 4.6 kV gemessene Daten zur Analyse herangezogen.

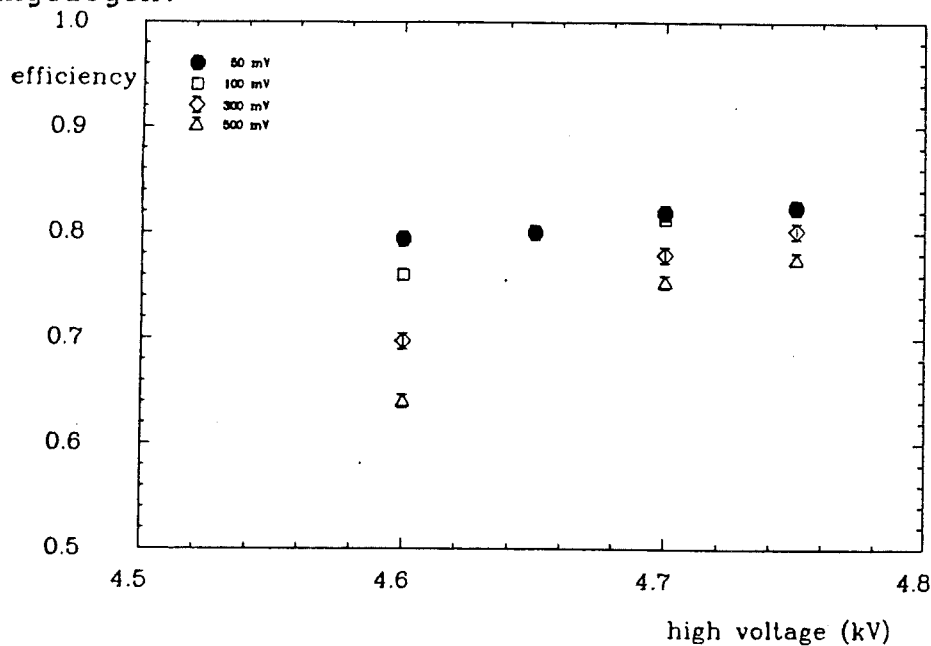


Abb. 3.9 [HICOL12/87]: Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Stossystems als Funktion der Hochspannung und der Stoschwelle

Nach diesen Messungen wurde das Testkalorimeter in den Strahl gebracht und Messungen mit Strahlenergien von 10 bis 100 GeV durchgeführt. In Tab. 3.2 werden die einzelnen Datensätze in ihrer zeitlichen Reihenfolge aufgelistet.

| Nummer | Energie [GeV] | Hoch- spannung [kV] | Trigger | |
|--------|------------------|---------------------------|--------------|-------------|
| | | | ohne Cerenk. | mit Cerenk. |
| 1 | 80 | 4.6 | * | |
| 2 | 80 | 4.6 | * | |
| 3 | 80 | 4.6 | * | |
| 4 | 50 | 4.6 | * | |
| 5 | 50 | 4.6 | * | |
| 6 | 50 | 4.6 | * | |
| 7 | 50 | 4.7 | * | |
| 8 | 50 | 4.7 | * | |
| 9 | 50 | 4.7 | * | |
| 10 | 50 | 4.7 | * | |
| 11 | 30 | 4.7 | | * |
| 12 | 30 | 4.7 | * | |
| 13 | 30 | 4.7 | | * |
| 14 | 30 | 4.7 | | * |
| 15 | 30 | 4.7 | * | |
| 16 | 30 | 4.6 | | * |
| 17 | 30 | 4.6 | | * |
| 18 | 30 | 4.6 | | * |
| 19 | 10 | 4.6 | | * |
| 20 | 10 | 4.6 | | * |
| 21 | 10 | 4.7 | | * |
| 22 | 100 | 4.7 | | * |
| 23 | 100 | 4.6 | | * |
| 24 | 80 | 4.6 | | * |

Tab 3.2 : Die einzelnen Datensätze in ihrer zeitlichen Reihenfolge mit ihren Parametern

Es wurden Messungen vorgenommen, um das aktuelle Pedestal aller ADC-Kanäle festzustellen. Diese Messungen wurden abgespeichert und das Pedestal automatisch durch das Ausleseprogramm von den aktuellen Meßdaten abgezogen. Die Pedestalspektren wiesen eine Standardabweichung von etwa 2 ADC-Kanälen auf.

Um das Kalorimeter später interkalibrieren zu können, wurden vor und nach der Strahlzeit Myonen gemessen, die den ganzen Detektor ausleuchteten. Zur Triggerung wurden die Hodoskope M1 und M2 benutzt. Diese Datensätze werden im folgendem als Myondatensätze bezeichnet.

4. DIE ANALYSE DER DATEN

Die wichtigsten Kenngrößen eines Kalorimeters sind die Linearität in der Energie, die Energie- und die Ortsauflösung des Kalorimeters. Um diese Größen zu bestimmen, führt man Messungen am Testkalorimeter mit einem Teilchenstrahl definierter Energie durch und wertet dann die Antwort des Kalorimeters aus. Der Einfluß äußerer Parameter ist von Interesse. So stellt sich bei der Untersuchung der Linearität (Kap. 4.1.4.1, 4.1.5.1, 4.2.5.1, 4.2.8) u.a. die Frage nach der Sättigung des Kalorimeters, bzw. der Ausleseelektronik (Kap. 4.3.2) und ob der Schauer vollständig absorbiert wurde (Kap. 4.3.1). Bei der Bestimmung der Energieauflösung wurde z.B. untersucht, ob sie durch Interkalibration der Pads zu verbessern ist (Kap. 4.2.6). Ein anderer wichtiger Aspekt ist der Vergleich des Signals, das verschiedene Teilchen im Kalorimeter erzeugen. Zum einen gewinnt man Information über die Linearität und die Energieauflösung des Kalorimeters für verschiedene Teilchen bei gleicher Energie, zum anderen kann man Kriterien zur Teilchenidentifikation festlegen (Kap. 4.1.2.3).

4.1 Ergebnisse der digitalen Auslese

4.1.1 Verteilung der Stripmultiplizität pro Ereignis

Von allen Ereignissen wurden diejenigen selektiert, die in mindestens drei Ebenen der Vieldrahtproportionalalkammer genau einen Cluster gesetzt hatten. Dieser Schnitt wird in der weiteren Analyse als Standardschnitt bezeichnet.

In den Abb. 4.1 (a-h) ist die Verteilung der Summe der gesetzten z-Strips pro Ereignis für verschiedene Energien und Hochspannungen abgebildet. Die zweite z-Lage wurde nicht in der Summe berücksichtigt, um nicht den Bereich vor der ersten Eisenlage zu betonen (s. Tab. 3.1).

Da der Strahl verschiedene Teilchenarten enthält, erwartet man mehrere Maxima im Spektrum. Myonen schauern nicht im Detektor auf. Pro Lage erzeugt ein Myon ein bis zwei

Streamer, so daß bei digitaler Auslese die Multiplizität der Strips, d.h. die mittlere Zahl der gesetzten Strips, ungefähr bei der Zahl der ausgelesenen Ebenen liegen sollte. Myonen erzeugen im Mittel also immer das gleiche Signal im Detektor, wenn die äußeren Parameter konstant gehalten werden. Diese Tatsache wird später benutzt, um das Detektorsignal verschiedener Datensätze zu interkalibrieren, d.h. auf Schwankungen der äußeren Parameter zu korrigieren. Die Pionen erzeugen ein zweites Maximum, das mit steigender Energie zu größeren Werten wandern und sich verbreitern sollte. Falls Elektronen im Datensatz enthalten sind, besteht das Spektrum aus drei Maxima, wobei sich das von den Elektronen erzeugte Maximum analog zu dem der Pionen verhalten sollte.

Im folgenden werden die Spektren der Summe der z-Strips bei den verschiedenen Energien und Hochspannungen beschrieben, um die Ausgangssituation vor der Teilchenselektion aufzuzeigen. Es werden nicht alle Spektren gezeigt.

Bei 10 GeV ist sowohl bei einer Hochspannung von 4.6 kV (Abb. 4.1 a) als auch bei einer Hochspannung von 4.7 kV nur ein Maximum zu sehen. Das Signal von Myonen und Pionen läßt sich nicht trennen.

Bei 30 GeV und einer Hochspannung von 4.6 kV zeigen alle Datensätze wie erwartet zwei Maxima (Abb. 4.1 b), bei 4.7 kV zeigen zwei von fünf Datensätzen ein Spektrum mit drei Maxima (Abb. 4.1 c,d). Bei diesen Datensätzen wurde keine Koinzidenz mit den Cerenkovzählern für einen Trigger gefordert (s. Kap. 3.5), so daß auch die Daten der Elektronereignisse in den Datensätzen enthalten sind, was das Auftreten eines dritten Maximums erklärt .

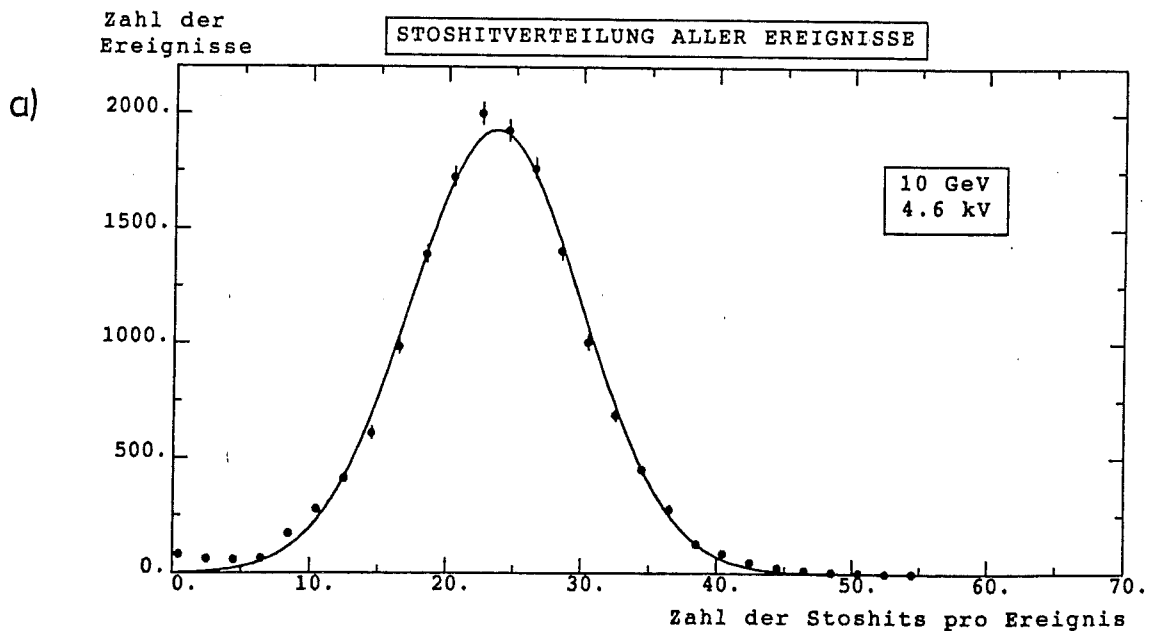
Bei 50 GeV sind in allen Datensätzen (Abb. 4.1 e) Elektronen enthalten, so daß das Spektrum aus drei Maxima besteht.

Die Spektren der ersten drei Datensätze bei 80 GeV zeigen wie erwartet drei Maxima (Abb. 4.1 f). Das Spektrum des

vierten Datensatzes, der am Ende der Meßzeit aufgenommen wurde, besteht dagegen nur aus zwei Maxima, die von Myonen und Pionen erzeugt wurden (Abb. 4.1 g).

Bei 100 GeV beobachtet man wieder zwei Maxima (Abb. 4.1 h).

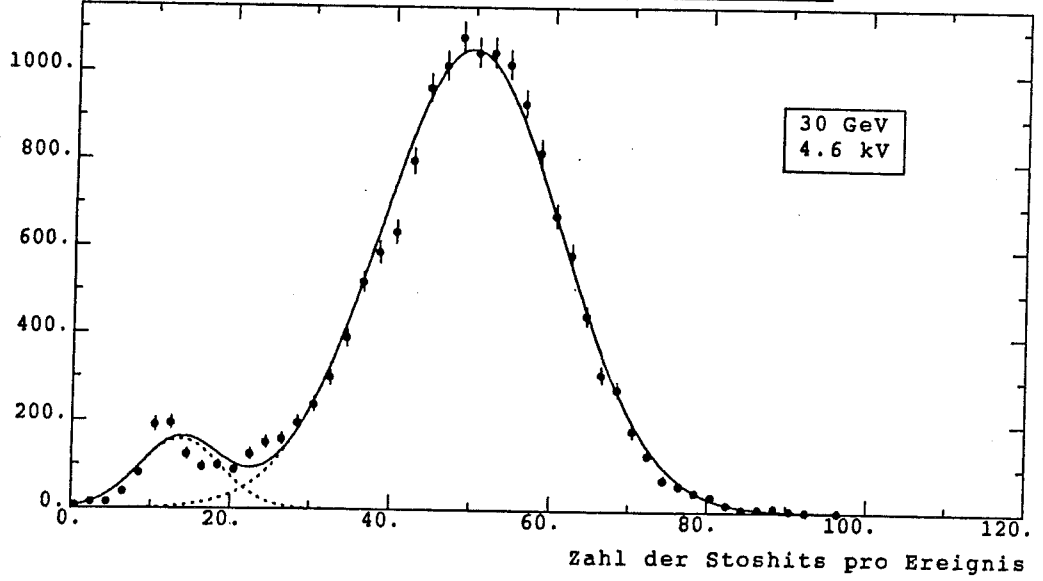
An die Spektren wurden je nach Zahl der Maxima ein bis drei Gaußverteilungen angepaßt (die gestrichelten Kurven), da sich nach der Selektion zeigte, daß Gaußverteilungen die Signale gut beschreiben (Kap. 4.1.2.3, Kap. 4.1.4.1). Die Summe dieser Verteilungen ist durch die durchgezogene Kurve dargestellt. Bei 100 GeV ist die Verteilung nicht gaußförmig, die hintere Flanke des Spektrums fällt steiler als die Gaußverteilung ab. Dies ist auf Sättigungseffekte und Verluste zurückzuführen.



Zahl der
Ereignisse

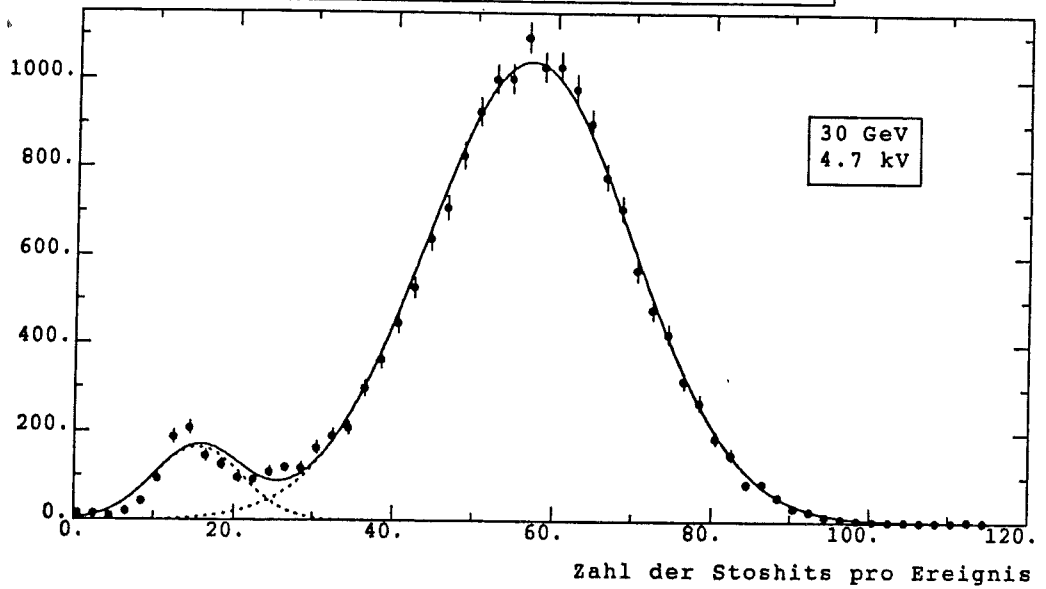
STOSHITVERTEILUNG ALLER EREIGNISSE

b)

Zahl der
Ereignisse

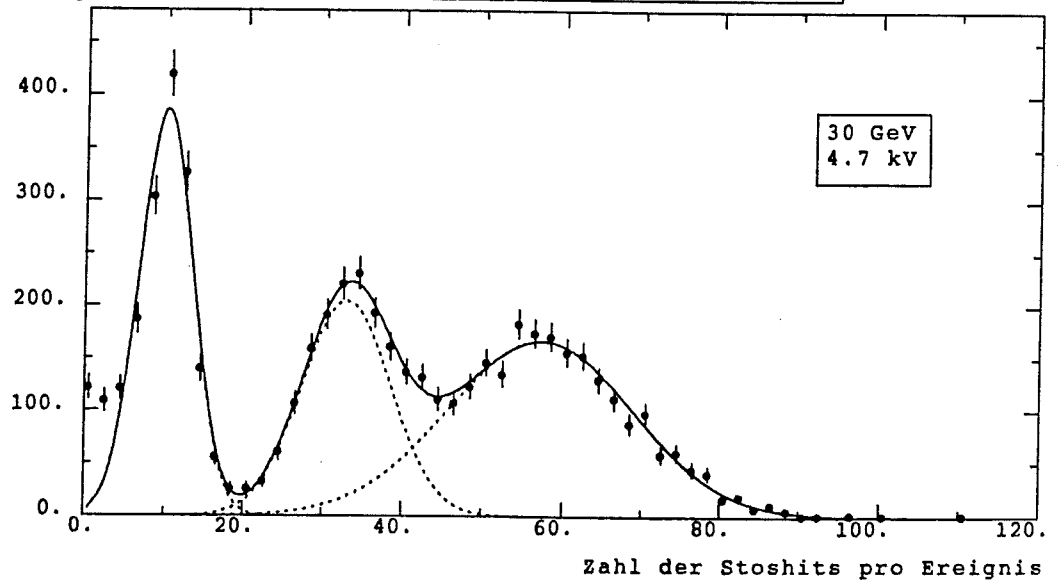
STOSHITVERTEILUNG ALLER EREIGNISSE

c)

Zahl der
Ereignisse

STOSHITVERTEILUNG ALLER EREIGNISSE

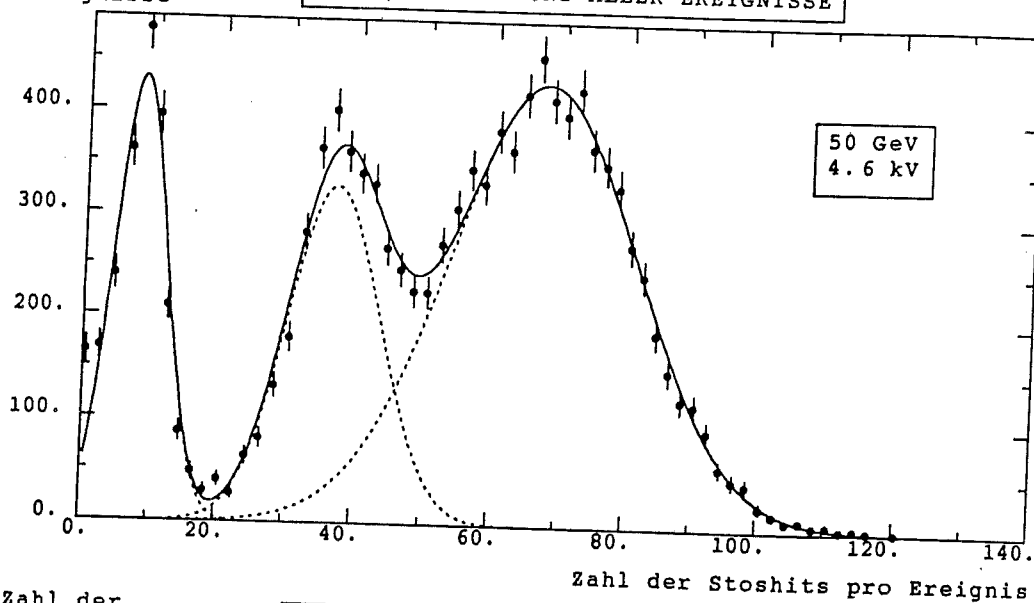
d)



Zahl der Ereignisse

STOSHITVERTEILUNG ALLER EREIGNISSE

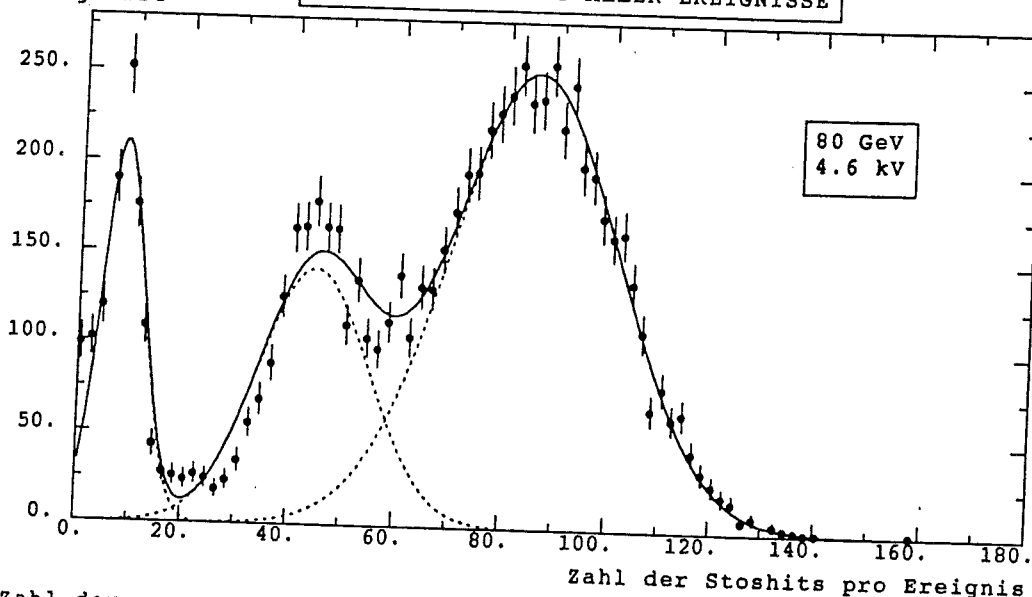
e)



Zahl der Ereignisse

STOSHITVERTEILUNG ALLER EREIGNISSE

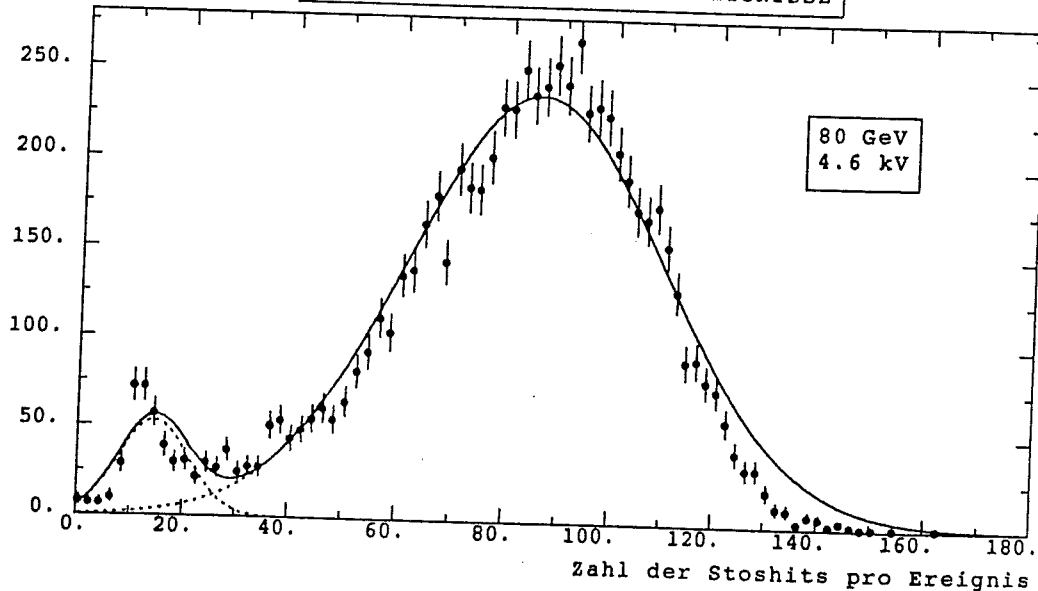
f)



Zahl der Ereignisse

STOSHITVERTEILUNG ALLER EREIGNISSE

g)



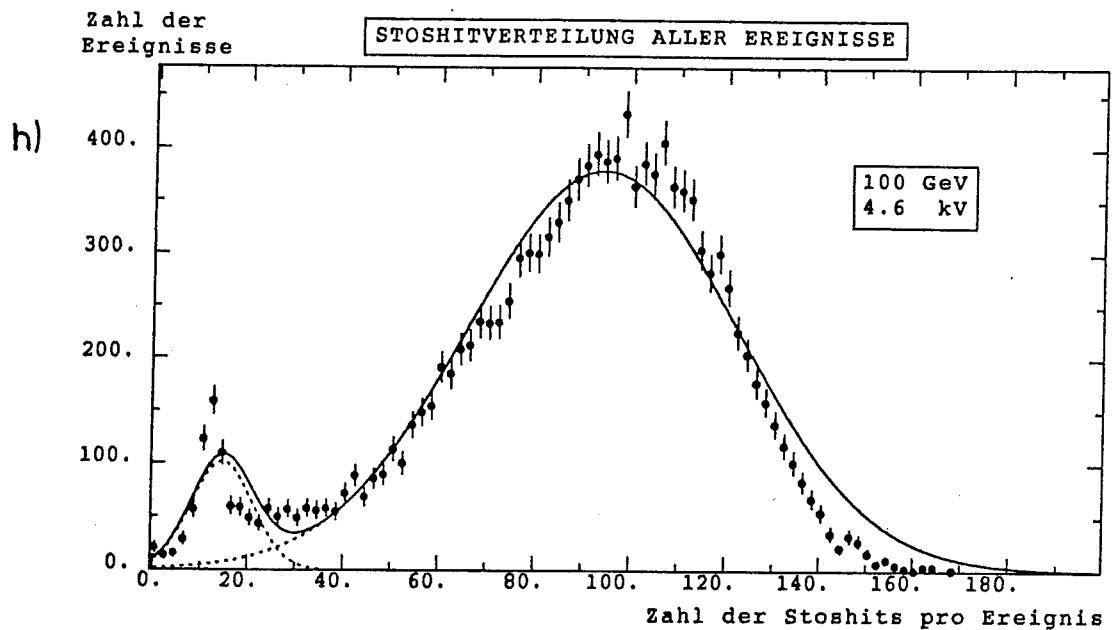


Abb. 4.1 a-h : Verteilung der Stripmultiplizität pro Ereignis für verschiedene Energien und Hochspannungen

4.1.2 Die Selektion der Ereignisse

4.1.2.1 Die Selektion der Myonen

Auf Grund ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie durchqueren hochenergetische Myonen sowohl das Testkalorimeter als auch das Liquid-Argon-Kalorimeter und die Betonwände. Aus diesem Grunde wurde zusätzlich zum Standardschnitt in der Vieldrahtproportionalalkammer gefordert, daß in beiden Szintillatorwänden, M1 und M2 (Abb. 3.8), je ein Treffer registriert wurde.

4.1.2.2 Die Selektion der Pionen

Im Gegensatz zu den Myonen sollten Pionen vom Material vor den Szintillatorwänden absorbiert worden sein, da hinter dem Streamertubedetektor ein Liquid-Argon-Testkalorimeter, dessen Länge 7.22 Absorptionslängen betrug [H1COL8/87], und eine Betonabschirmung standen. Insgesamt befand sich Material, das über zehn Absorptionslängen entspricht, vor den Szintillatorwänden. Aus diesem Grunde wurde außer dem Standardschnitt in der Vieldrahtproportionalkammer für Pionen gefordert, daß kein Treffer in den Szintillatorwänden M1 und M2 (Abb. 3.8) auftrat. Zusätzlich mußte bei mindestens einem der beiden Cerenkovzähler in sechs oder mehr der acht Photomultiplier ein Signal registriert worden sein.

4.1.2.3 Die Selektion der Elektronen

Ein Elektron sollte, wie ein Pion, vor den Szintillatorzählern absorbiert werden und außerdem kein Signal in den Cerenkovzählern erzeugen. Trotzdem genügt es nicht, wie die Spektren in Abb. 4.2 a,b zeigen, außer dem Standardschnitt auf die Proportionalkammer noch ein Veto auf die Cerenkovzähler und die Szintillatorwände M1 und M2 zu verlangen. Die Elektronen werden zwar unter dieser Bedingung bei 30 und 50 GeV angereichert, die Daten enthalten aber auch Myonen und Pionen, die keinen Cerenkovzähler gesetzt haben.

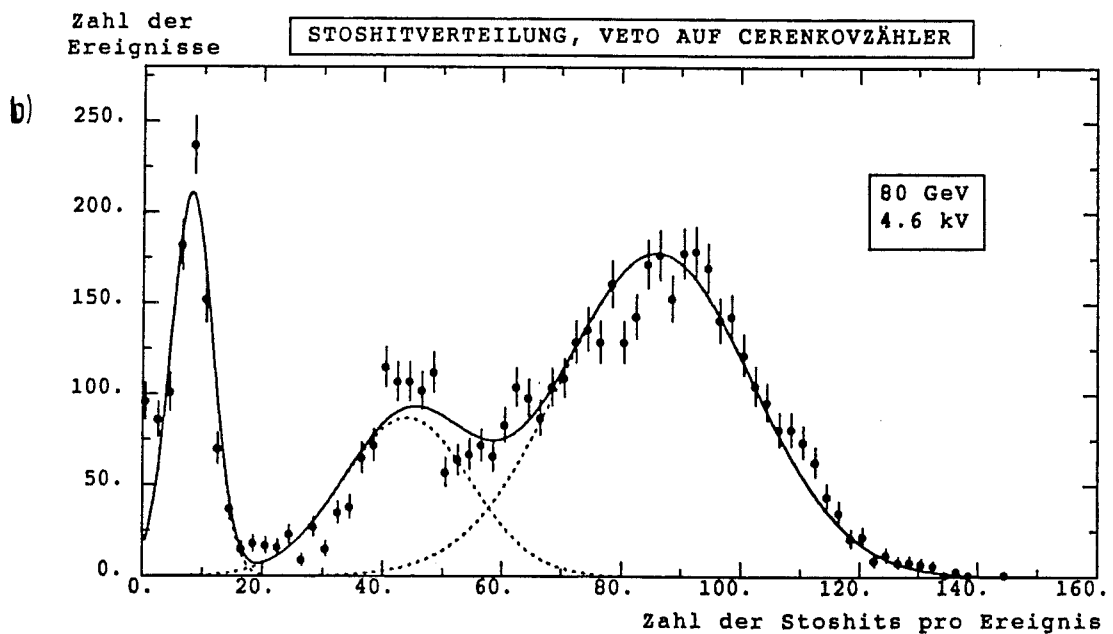
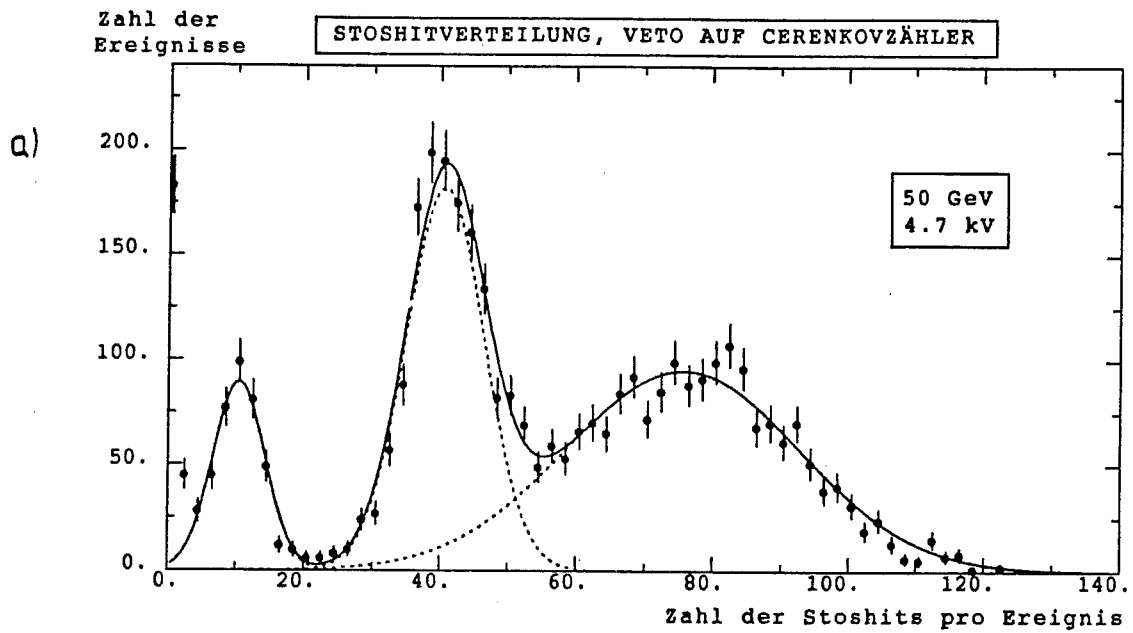
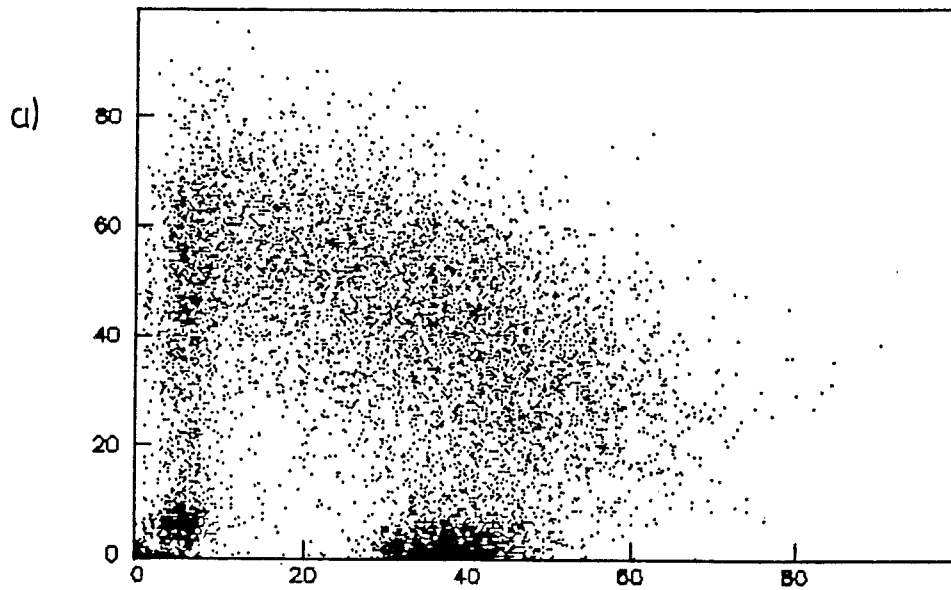


Abb. 4.2 : Verteilung der Streifenmultiplizität, wenn man fordert, daß die Cerenkovzähler kein Signal registrierten
 a) bei 50 GeV und einer Hochspannung von 4.7 kV
 b) bei 80 GeV und einer Hochspannung von 4.6 kV

Um einen möglichst reinen Elektronendatensatz zu erhalten, nutzt man die unterschiedliche longitudinale Ausdehnung elektromagnetischer und hadronischer Schauer aus (Kap. 2.2). Man erwartet, daß Elektronen fast ihre gesamte Energie in der ersten Hälfte des Detektors deponieren, während Pionen räumlich ausgedehntere Schauer erzeugen.

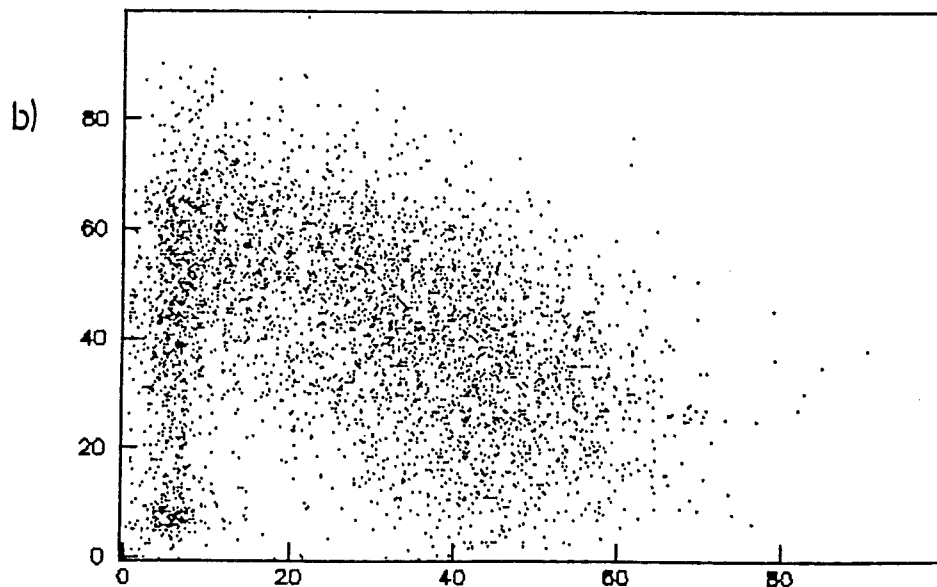
In den folgenden 2-dimensionalen Histogrammen ist auf der x-Achse die Summe der Stoshits in den Lagen 1,3,4,5,6 aufgetragen, auf der y-Achse die entsprechende Summe der Ebenen 7-11 (Tab. 3.1). Die Abb. 4.3 a-c zeigt drei Histogramme dieser Art für 50 GeV bei einer Hochspannung von 4.7 kV.

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors



Zahl der gesetzten Strips im vorderen Teil des Detektors

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors



Zahl der gesetzten Strips im vorderen Teil des Detektors

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors

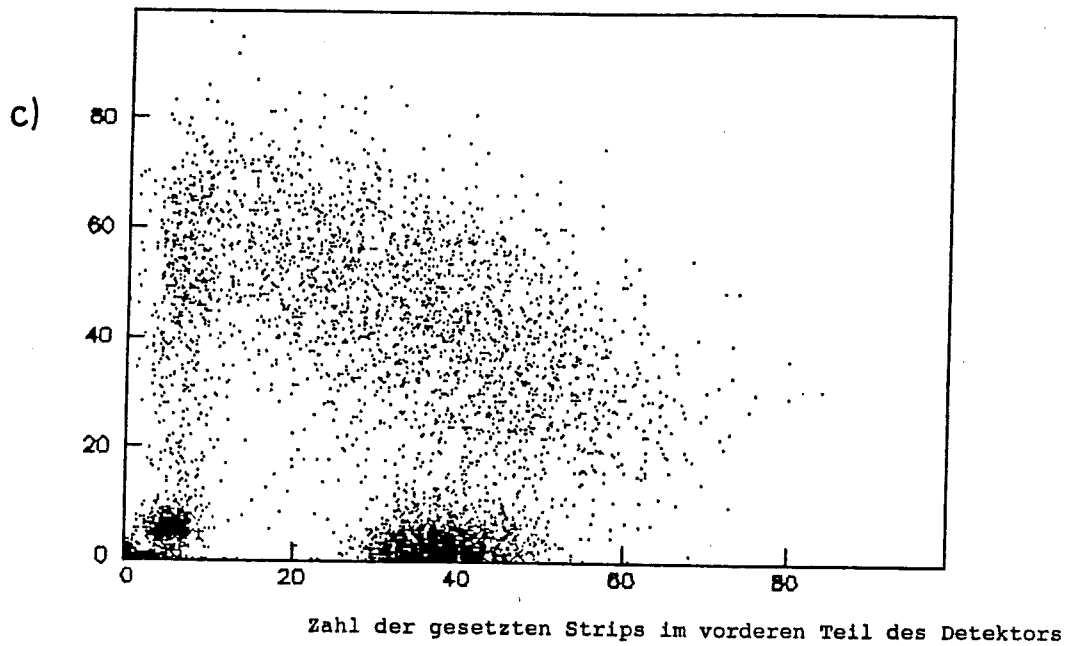


Abb. 4.3 : Räumliche Verteilung der gefeuerten Strips bei verschiedenen Schnitten (50 GeV, 4.7 kV):

- a) alle Ereignisse
- b) Schnitt auf Pionen
- c) Veto auf Cerenkovzähler

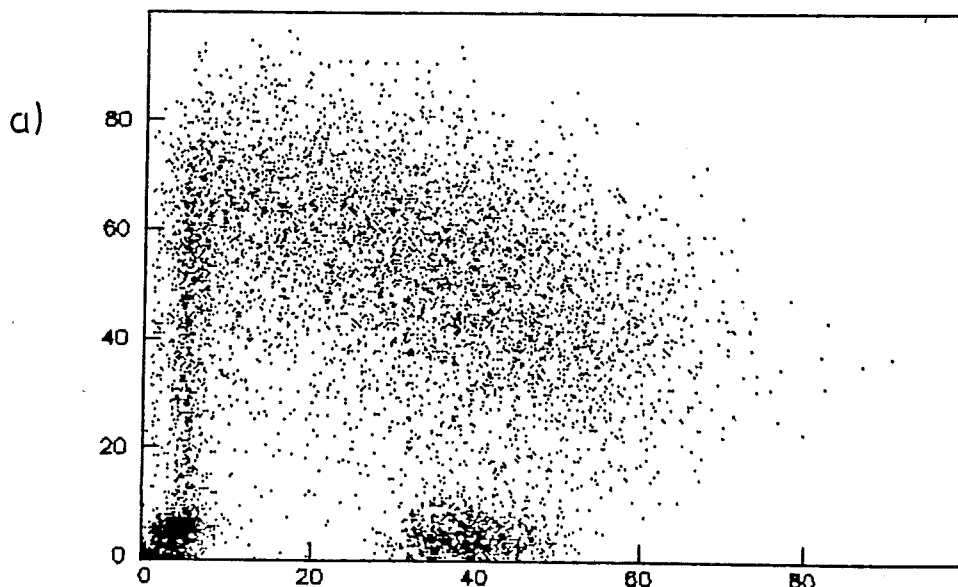
Im ersten Histogramm (Abb. 4.3 a) sind alle Ereignisse eingetragen, die den Standardschnitt erfüllen. Man erkennt die Myonen als Struktur auf der Diagonalen in der linken unteren Ecke, da Myonen wenige, über beide Detektorhälften gleich verteilte Stoshits erzeugen. Deutlich ist ein Fleck nahe der Abszisse zu erkennen, der von Ereignissen erzeugt wird, die viele Stoshits in der ersten und wenige in der zweiten Hälfte des Detektors aufweisen. Dies ist eine Signatur, die man für Elektronen erwartet. Der Streifen parallel zur Ordinate kann durch Teilchen erklärt werden, die die erste Detektorhälfte durchqueren, ohne aufzuschauern. Der Schauer entsteht erst in der zweiten Hälfte, in der dann auch wesentlich mehr Strips als in der ersten Hälfte des Detektors gesetzt werden. Die restlichen Punkte werden von Teilchen erzeugt, die insgesamt mehr Strips setzen als die anderen Teilchenarten.

Im zweiten Histogramm (Abb. 4.3 b) wurde gefordert, daß mindestens ein Cerenkovzähler angesprochen hatte, d.h. daß ein Pion den Detektor durchquerte. Die ausgeprägte Struktur (Fleck) in der Nähe der Abszisse ist bis auf einige Punkte verschwunden, und die Struktur auf der Diagonalen ist nur schwach erkennbar. Für das dritte Histogramm (Abb. 4.3 c) wurde zusätzlich zum Standardschnitt ein Veto auf die Cerenkovzähler gefordert, d.h. in den Cerenkovzählern durfte kein Signal erzeugt worden sein. Beiträge von Teilchen, die im hinteren Teil des Detektors bzw. in beiden Teilen aufschauern, wurden stark reduziert, es sind aber noch alle Strukturen zu erkennen.

Aus diesen Histogrammen ist folgender Schluß zu ziehen : Die Struktur an der Abszisse wird, wie schon vermutet, durch Elektronen erzeugt. Sie lassen sich mit Hilfe der Cerenkovzähler aussondern. Pionen, die erst im 2. Teil des Detektors aufschauern, erzeugen den Streifen parallel zur Ordinate. Da die Cerenkovzähler nicht alle Pionen identifizieren, ist ihre Signatur in allen Histogrammen zu finden.

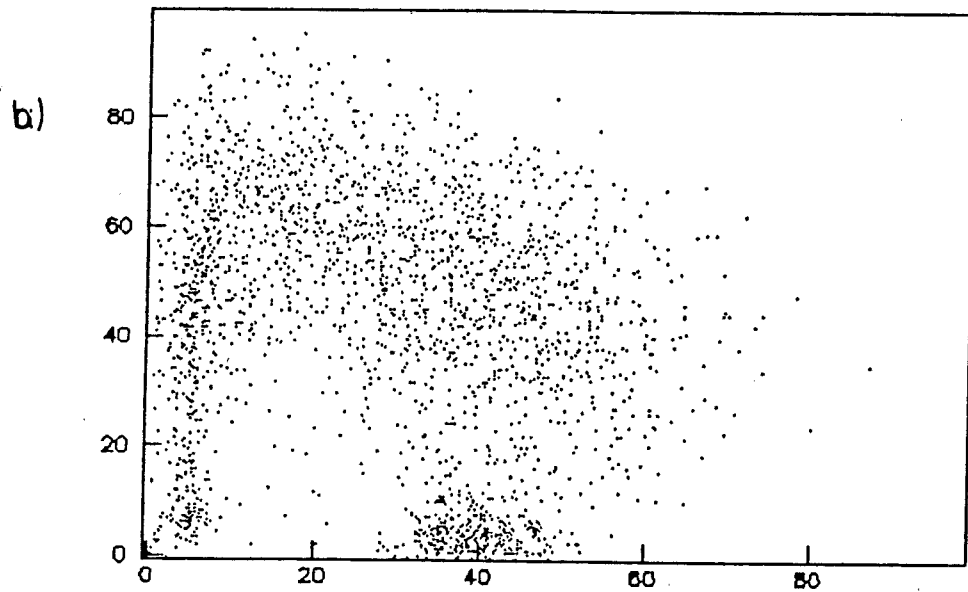
Die Abb. 4.4 a-c zeigen die entsprechenden Histogrammen für 80 GeV bei einer Hochspannung von 4.6 kV. Es zeigt sich, daß die Cerenkovzähler bei diesen Datensätzen nicht zwischen Elektronen und Pionen unterscheiden können.

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors



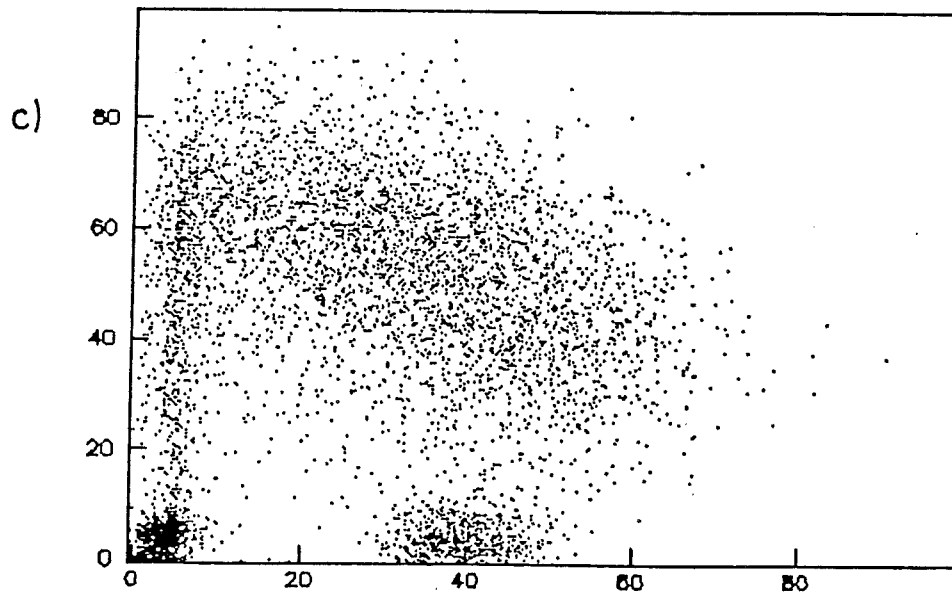
Zahl der gesetzten Strips im vorderen Teil des Detektors

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors



Zahl der gesetzten Strips im vorderen Teil des Detektors

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors



Zahl der gesetzten Strips im vorderen Teil des Detektors

Abb. 4.4 : Räumliche Verteilung der gesetzten Strips bei verschiedenen Schnitten (80 GeV, 4.6 kV):

- a) alle Ereignisse
- b) Schnitt auf Pionen
- c) Veto auf Cerenkovzähler

Auf Grund der Histogramme erhält man folgende Selektionskriterien für Elektronen :
 Außer dem Standardschnitt auf die Vieldrahtproportionalkammer, einem Veto auf die Cerenkovzähler und die Szintillatorwände muß man verlangen, daß die Stoshits so verteilt sind, daß sie im Histogramm innerhalb der von den Elektronen erzeugten Signatur liegen. Dieser Schnitt in der Topologie ist im folgendem Histogramm durch den Kasten angedeutet :

Zahl der gesetzten Strips im hinteren Teil des Detektors

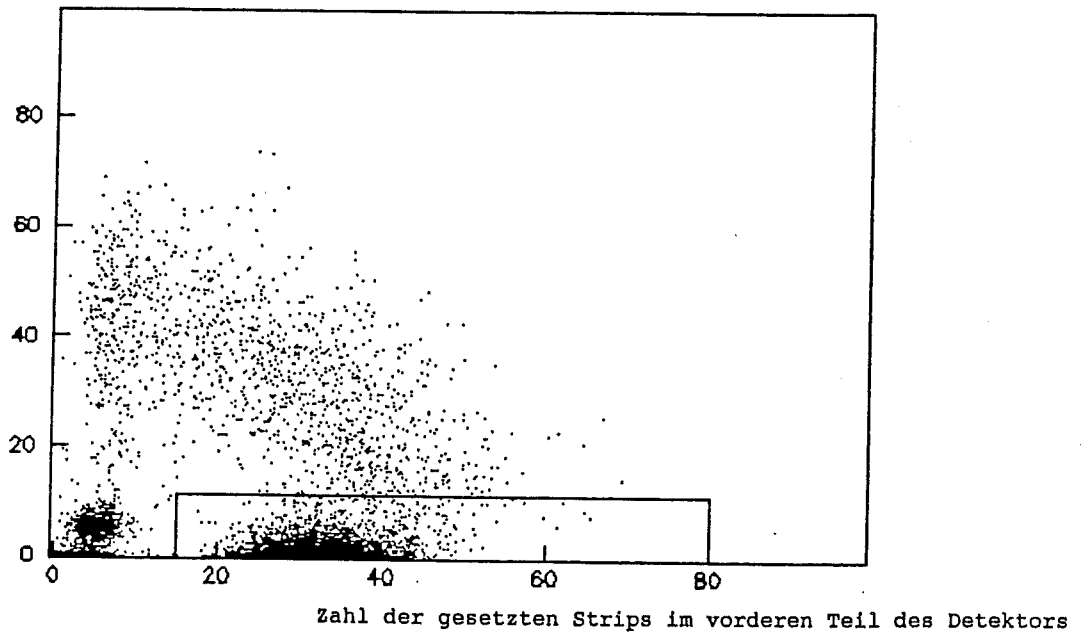


Abb. 4.5 : Topologieschnitt auf Elektronen in der räumlichen Verteilung der gesetzten Strips

In Abb. 4.6 sind zwei Spektren der Ereignisse dargestellt, die diese Bedingungen erfüllen. Es bleibt nur ein Maximum über, die Spektren sind in guter Näherung gaußförmig.

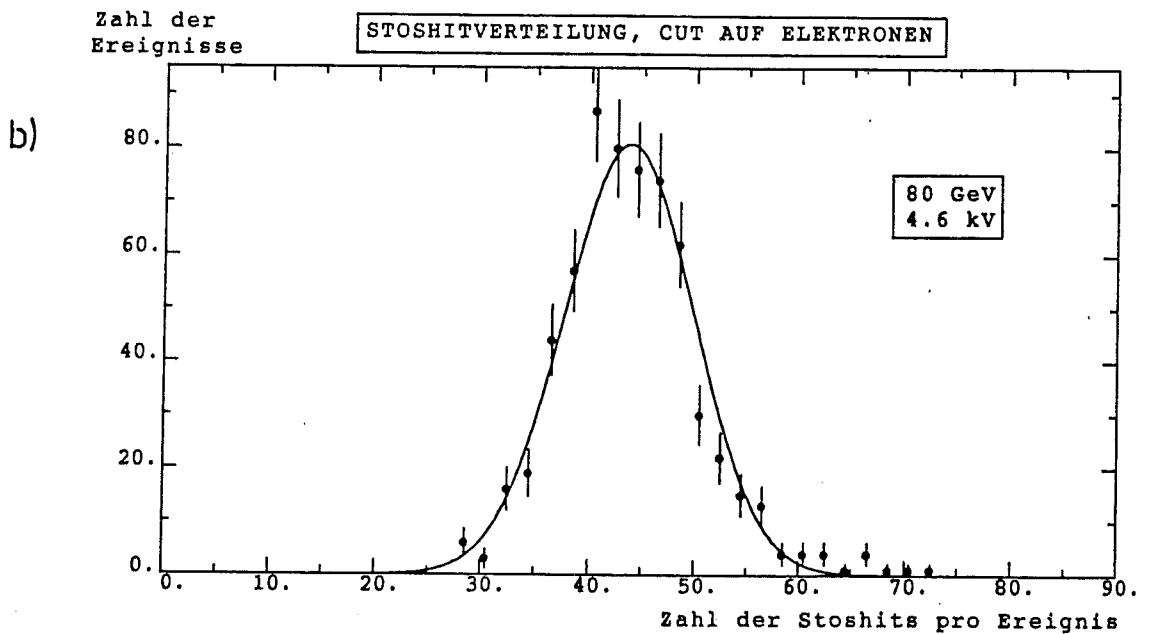
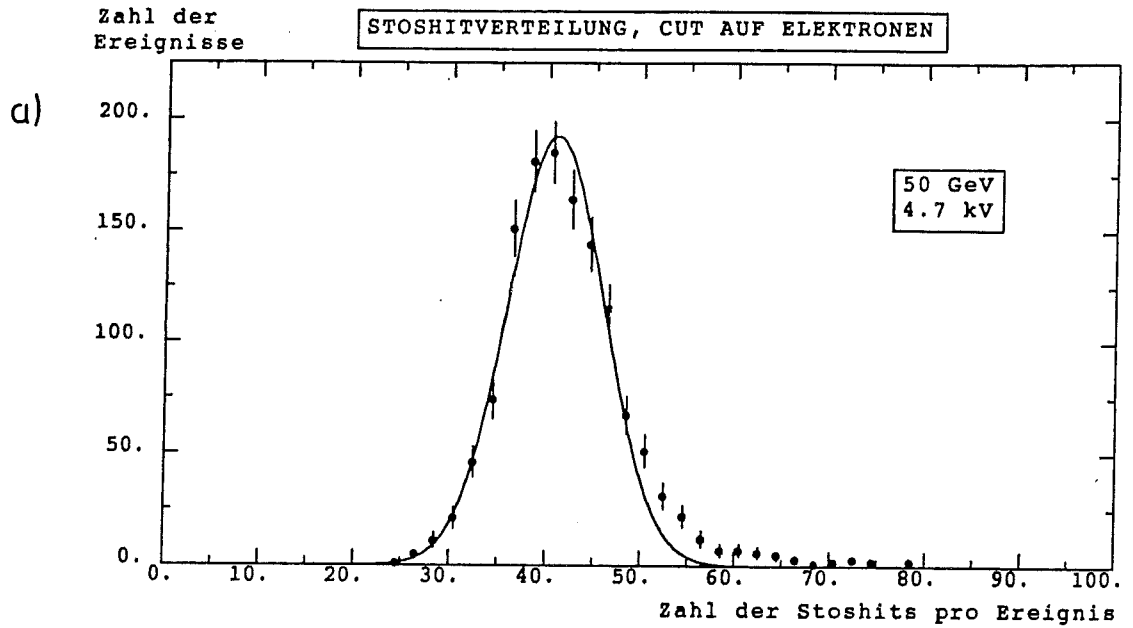


Abb. 4.6 : Spektrum des digitalen Elektronsignals

a) 50 GeV, 4.7 kV

b) 80 GeV, 4.6 kV

Der Topologieschnitt wählt Ereignisse mit einer ganz bestimmten Struktur aus. Es ist natürlich möglich, daß man durch diesen Schnitt nicht nur zwischen Pionen und Elektronen unterscheidet, sondern auch innerhalb der Elektronen nur eine bestimmte Gruppe von Ereignissen auswählt. Um diese zu überprüfen, wurden an alle Spektren Gaußverteilungen angepaßt, die Mittelwerte und Standardabweichungen der ein-

zernen Spektren in der folgenden Tabelle miteinander verglichen.

| Num. | Energ. [GeV] | HV [kV] | alle Ereignisse | Veto auf Cerenkovz. | Elektron- schnitt |
|------|-----------------|------------|--------------------|------------------------|----------------------|
| 1 | 80 | 4.6 | 44.48±0.55 | 44.02±0.69 | 43.78±0.25 |
| 2 | 80 | 4.6 | 44.27±0.55 | 44.53±0.87 | 43.29±0.21 |
| 3 | 80 | 4.6 | 44.51±0.59 | 44.29±0.66 | 43.51±0.28 |
| 4 | 50 | 4.6 | 36.71±0.30 | 36.80±0.20 | 37.06±0.15 |
| 5 | 50 | 4.6 | 36.84±0.30 | 36.79±0.16 | 36.87±0.18 |
| 6 | 50 | 4.6 | 36.96±0.24 | 36.65±0.16 | 37.31±0.14 |
| 7 | 50 | 4.7 | 41.44±0.25 | 40.40±0.18 | 40.71±0.31 |
| 8 | 50 | 4.7 | 40.71±0.31 | 40.69±0.26 | 41.41±0.18 |
| 9 | 50 | 4.7 | 40.50±0.25 | 40.66±0.21 | 41.02±0.16 |
| 10 | 50 | 4.7 | 40.72±0.29 | 40.70±0.25 | 41.19±0.19 |
| 12 | 30 | 4.7 | 33.47±0.18 | 33.51±0.15 | 34.03±0.12 |
| 15 | 30 | 4.7 | 32.98±0.27 | 32.98±0.22 | 33.37±0.16 |

Tab. 4.1 : Vergleich der Mittelwerte des Elektronsignals bei verschiedenen Schnitten

| Num. | Energ. [GeV] | HV [kV] | alle Ereignisse | Veto auf Cerenkovz. | Elektron- schnitt |
|------|-----------------|------------|--------------------|------------------------|----------------------|
| 1 | 80 | 4.6 | 10.49±0.48 | 10.61±0.53 | 6.08±0.25 |
| 2 | 80 | 4.6 | 10.47±0.44 | 11.58±0.63 | 5.70±0.21 |
| 3 | 80 | 4.6 | 10.64±0.43 | 10.90±0.47 | 5.59±0.27 |
| 4 | 50 | 4.6 | 6.96±0.23 | 5.83±0.16 | 5.43±0.14 |
| 5 | 50 | 4.6 | 6.64±0.25 | 5.65±0.13 | 5.67±0.17 |
| 6 | 50 | 4.6 | 6.76±0.19 | 5.10±0.23 | 5.50±0.12 |
| 7 | 50 | 4.7 | 7.10±0.26 | 4.86±0.18 | 6.14±0.15 |
| 8 | 50 | 4.7 | 6.62±0.32 | 5.80±0.32 | 5.75±0.15 |
| 9 | 50 | 4.7 | 6.81±0.25 | 6.11±0.18 | 5.71±0.13 |
| 10 | 50 | 4.7 | 6.54±0.27 | 5.99±0.27 | 6.24±0.17 |
| 12 | 30 | 4.7 | 5.43±0.15 | 5.13±0.13 | 5.62±0.10 |
| 15 | 30 | 4.7 | 5.57±0.21 | 5.06±0.19 | 5.53±0.14 |

Tab. 4.2 : Vergleich der Standardabweichungen des Elektronsignals bei verschiedenen Schnitten

Es zeigt sich, daß die Mittelwerte der Spektren innerhalb der Fehler übereinstimmen. Die Standardabweichungen der Spektren sind bei 30 und 50 GeV im Rahmen der Fehler miteinander verträglich. Bei den 80 GeV Datensätzen sind die Standardabweichungen wesentlich kleiner, wenn man den Topologieschnitt anwendet. Dies ist ein Hinweis, daß der Topologieschnitt bei dieser Energie nicht geeignet ist, Elektronen zu separieren, da er das Signal verändert. Aus diesem Grunde kann bei 80 GeV keine Auflösung für Elektronen angegeben werden.

4.1.3. Das digitale Myonsignal

Abb. 4.7 zeigt typische Verteilungen der Anzahl der gefeuerten z-Strips, die Myonen verursachen, die nach den Kriterien in 4.1.2.1 selektiert wurden, bei einer Hochspannung von 4.6 und 4.7 kV.

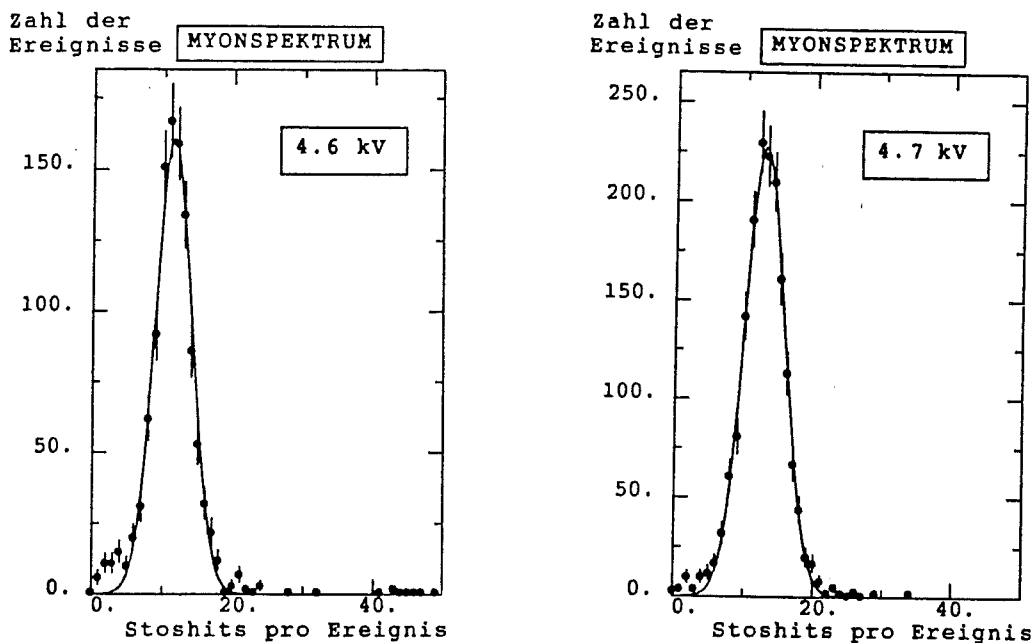


Abb. 4.7 : Digitale Myonspektren bei beiden Hochspannungen

An die Spektren wurde eine Gaußverteilung angepaßt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind für die einzelnen Datensätze in zeitlicher Reihenfolge in Abb. 4.8 dargestellt.

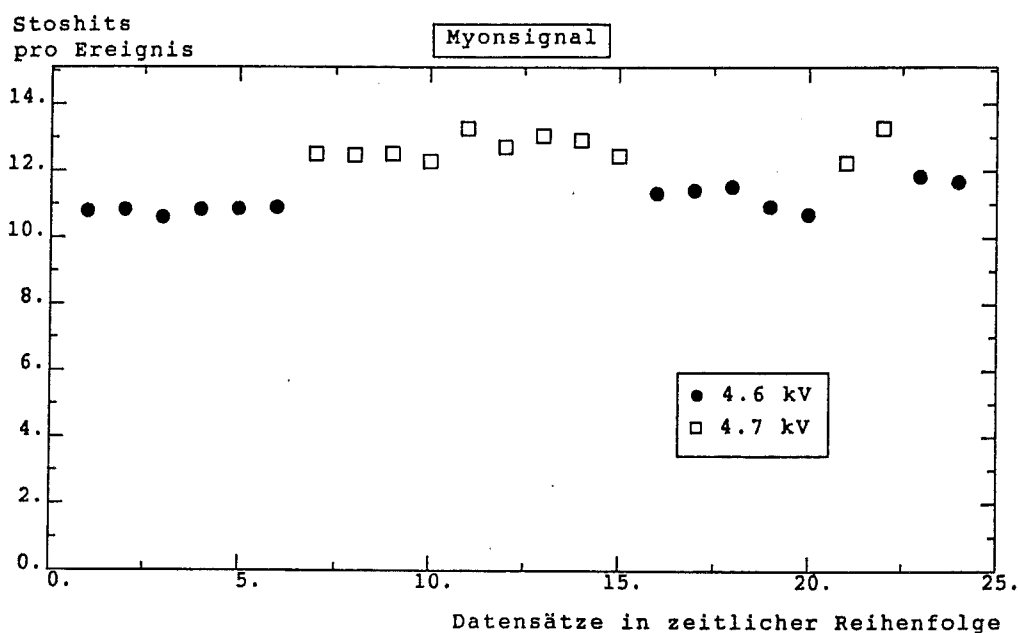


Abb 4.8 : Zeitliche Variation des digitalen Myonsignals

Man erkennt, daß das Myonsignal nicht konstant ist, sondern zeitlich schwankt. Diese Änderungen sind auf Gas-mischungs-, Druck-, und Temperaturschwankungen zurückzuführen. Im Mittel erzeugen Myonen in den berücksichtigten zehn z-Ebenen bei einer Hochspannung von 4.6 kV 11.11 ± 0.03 , bei 4.7 kV 12.70 ± 0.03 Treffer. Den Unterschied der Werte kann man durch die größere Pulshöhe der Streamer bei höherer Hochspannung erklären. Bei großer Pulshöhe ist ein Übersprechen der induzierten Ladungen von einem Kanal zum anderen über die Graphitschicht wahrscheinlicher als bei niedriger Pulshöhe.

Bei den ϕ -Strips, d.h. den orthogonal zu den Drähten liegenden Strips, ist das Übersprechen der induzierten Ladung stärker, da die Ladungsausbreitung nicht durch die Stege zwischen den Kanälen behindert wird. Folge der breiteren Ladungsverteilung ist eine höhere Multiplizität der ϕ -Strips im Vergleich mit den z-Strips. Abb. 4.9 zeigt das Spektrum der Summe der beiden ϕ -Lagen für Myonen bei den beiden Hochspannungen.

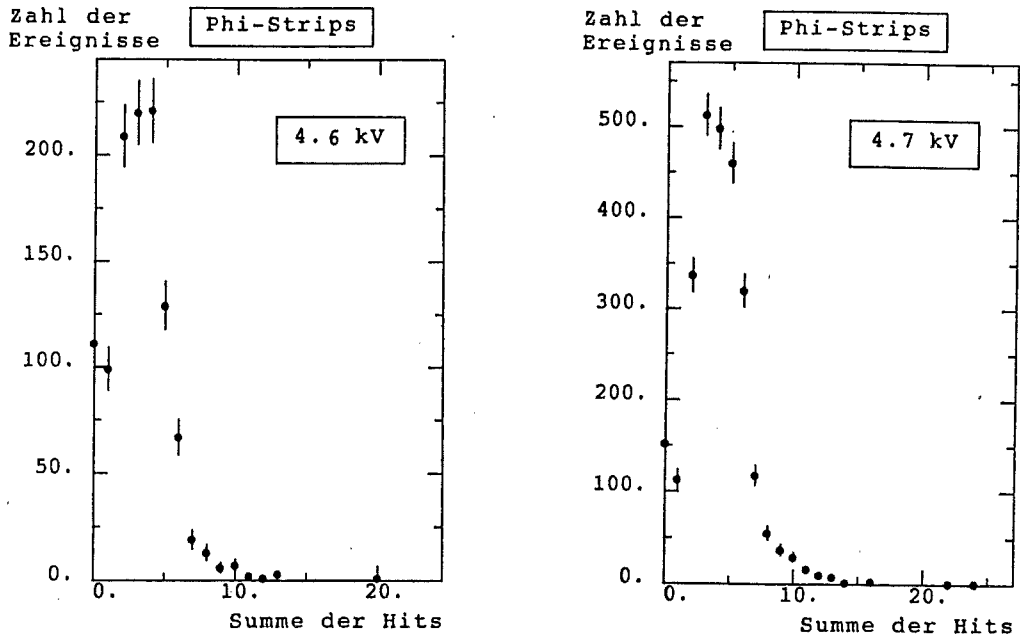


Abb. 4.9 : Spektrum der Summe der getroffenen Strips der φ -Lagen

Da die Einträge auf wenige Kanäle des Histogramms verteilt sind, wurde keine Gaußverteilung angepaßt, sondern der Mittelwert der Treffer berechnet und die Mittelwerte in Abb. 4.10 eingetragen.

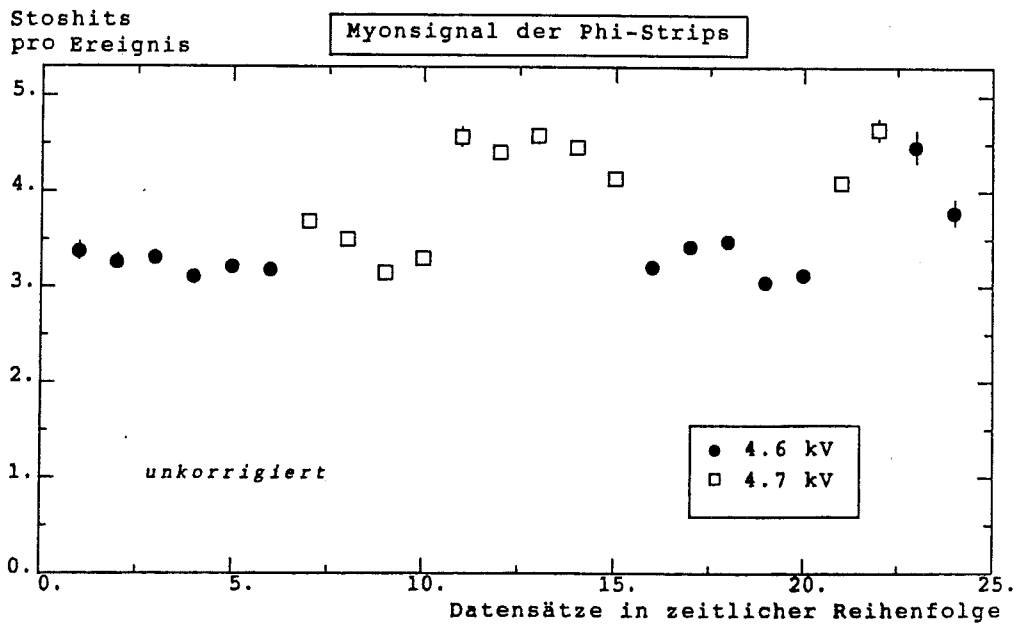


Abb. 4.10 : Zeitliche Variation der Summe der getroffenen Strips der φ -Lagen

Die starken Schwankungen lassen sich teilweise durch Gasschwankungen erklären. Mit Hilfe des Myonsignals der z-Strips wurde auf die Gasschwankungen korrigiert. Dabei geht man davon aus, daß das Myonsignal in allen Datensätzen konstant ist. Als Normwert wurde der Mittelwert des Myonsignals der z-Strips bei einer Hochspannung benutzt. Für jeden Datensatz wurde das Verhältnis des Normwertes zum tatsächlichen Myonsignal der z-Strips berechnet. Dieses Verhältnis zeigt an, ob z.B. die Gasverstärkung eines Datensatzes im Vergleich zum Mittel zu hoch liegt. Mit Hilfe dieses Verhältnisses konnten die Datensätze kalibriert werden. Die einzelnen Kalibrationsfaktoren, d.h. das normierte Myonsignal der einzelnen Datensätze, sind in Tab. 4.3 eingetragen, wie sie auch in der weiteren Analyse des digitalen Signals verwendet werden.

| Nummer des Datensatzes | Energie [GeV] | Hochspannung [kV] | Kalibrationsfaktor |
|------------------------|---------------|-------------------|--------------------|
| 1 | 80 | 4.6 | 1.028±0.009 |
| 2 | 80 | 4.6 | 1.025±0.009 |
| 3 | 80 | 4.6 | 1.046±0.009 |
| 4 | 50 | 4.6 | 1.024±0.008 |
| 5 | 50 | 4.6 | 1.022±0.009 |
| 6 | 50 | 4.6 | 1.018±0.007 |
| 7 | 50 | 4.7 | 1.016±0.008 |
| 8 | 50 | 4.7 | 1.018±0.008 |
| 9 | 50 | 4.7 | 1.014±0.008 |
| 10 | 50 | 4.7 | 1.033±0.009 |
| 11 | 30 | 4.7 | 0.957±0.008 |
| 12 | 30 | 4.7 | 0.998±0.006 |
| 13 | 30 | 4.7 | 0.973±0.008 |
| 14 | 30 | 4.7 | 0.983±0.007 |
| 15 | 30 | 4.7 | 1.020±0.007 |
| 16 | 30 | 4.6 | 0.979±0.008 |
| 17 | 30 | 4.6 | 0.971±0.008 |
| 18 | 30 | 4.6 | 0.962±0.007 |
| 19 | 10 | 4.6 | 1.015±0.006 |
| 20 | 10 | 4.6 | 1.037±0.008 |
| 21 | 10 | 4.7 | 1.037±0.005 |
| 22 | 100 | 4.7 | 0.956±0.010 |
| 23 | 100 | 4.6 | 0.938±0.013 |
| 24 | 80 | 4.6 | 0.950±0.016 |

Tab. 4.3 : Korrekturfaktoren für die digitale Auslese

Die mit Hilfe dieser Faktoren korrigierten Mittelwerte der Summe der Stoshits der beiden φ -Lagen sind in Abb. 4.11 eingetragen.

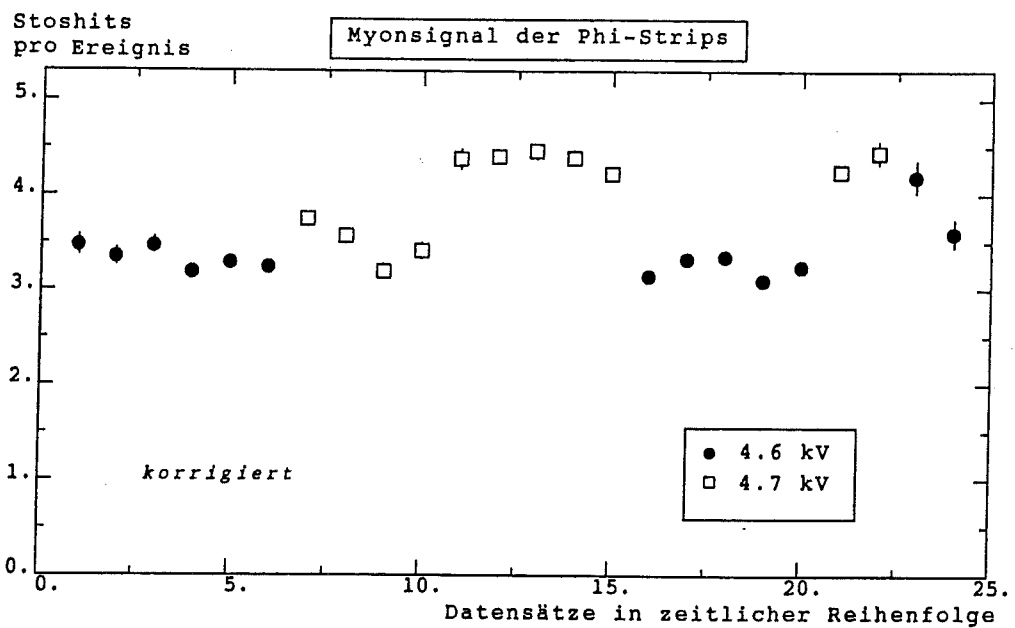


Abb. 4.11 : Auf Gasschwankungen korrigierte Summe der gefeuerten Strips der φ -Lagen

Die Schwankungen sind besonders bei den Daten, die bei 4.7 kV gemessen wurden, immer noch sehr stark. In Abb. 4.12 sind die Stoshits der einzelnen Lagen aufgetragen.

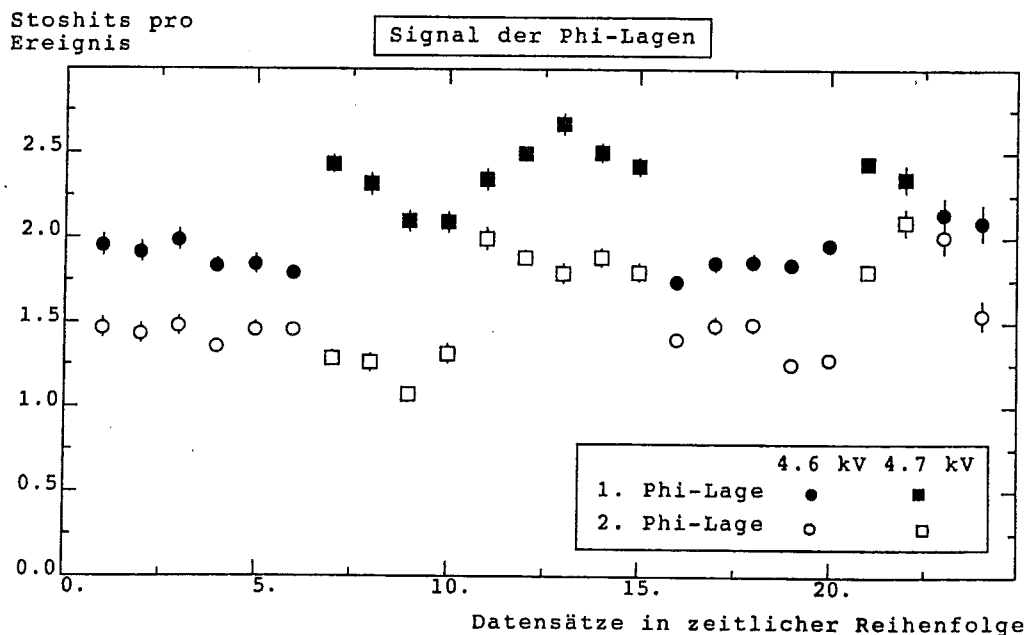


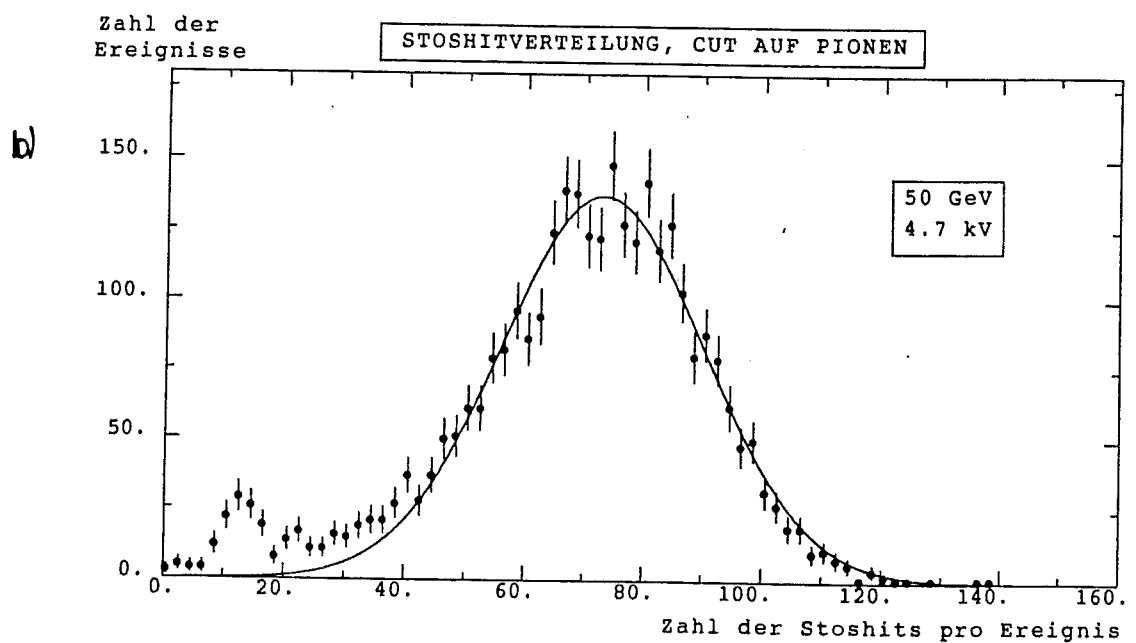
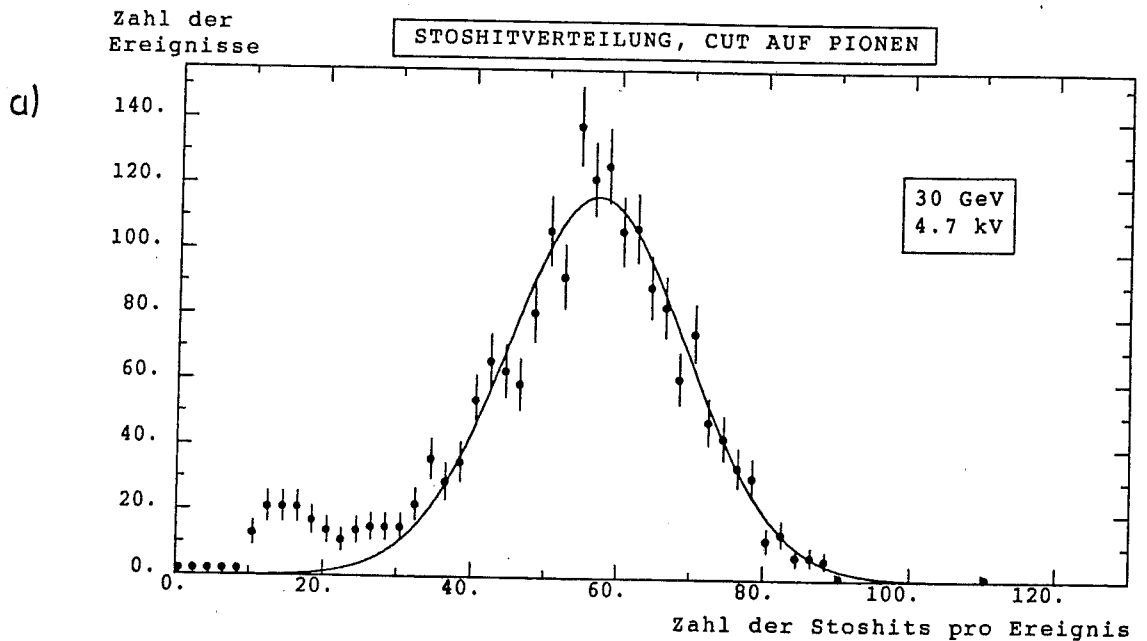
Abb. 4.12 : Zahl der gesetzten Strips der beiden φ -Lagen

Auch hier fallen die bei einer Hochspannung von 4.7 kV genommenen Daten auf. In der 2. Lage sind die Unterschiede sehr groß, besonders der Sprung zwischen dem zehnten und dem elften Datensatz fällt auf. Zwischen diesen Datensätzen wurde die Strahlenergie und damit der Strahl geändert. Auch bei anderen Datensätzen existiert eine Korrelation zwischen der Änderung der Strahlenergie und einer großen Schwankung der Multiplizität (Datensätze 20/21 und 22/23). Dies legt den Schluß nahe, daß die Multiplizitätsschwankungen sich z.T. durch Änderungen der Breite und des Auftreffortes des Strahls auf den Detektor erklären. Da ein Profil in der Mitte der zweiten Lage defekt war, wirken sich hier die Strahländerungen besonders stark aus. Aus diesen Gründen wurde zur Berechnung der Zahl der gefeuerten Strips pro Myon in einer ϕ -Lage nur die erste Lage berücksichtigt. Pro Ebene setzt demnach ein Myon in einer ϕ -Lage bei einer Hochspannung von 4.6 kV 1.87 ± 0.01 Strips, bei 4.7 kV 2.40 ± 0.02 Strips.

4.1.4 Das digitale Pionsignal

4.1.4.1 Die Linearität des Signals

Die Verteilungen der Anzahl der gesetzten Strips (Stoshits) pro Ereignis für Pionen, die nach den in 4.1.2.2 beschriebenen Kriterien selektiert wurden, weisen, außer bei 10 und 80 GeV, zwei Maxima auf, die von Myonen und Pionen erzeugt wurden (Abb. 4.13).



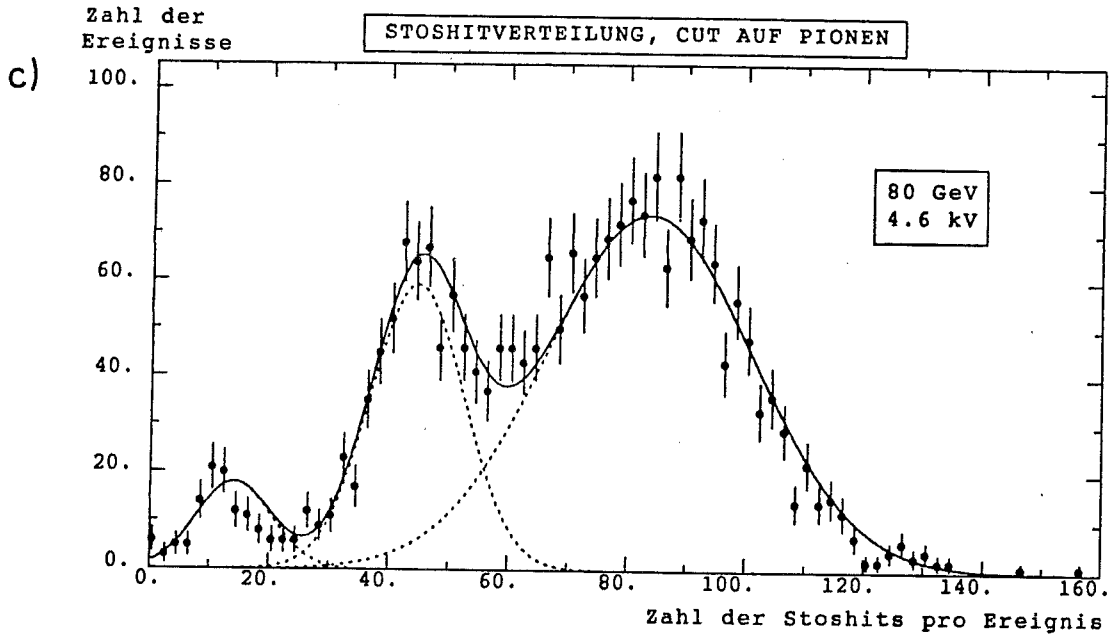


Abb. 4.13 : Verteilung der gefeuerten Strips für verschiedene Energien und Hochspannungen, wenn man Pionen selektiert

- a) 30 GeV, 4.7 kV
- b) 50 GeV, 4.7 kV
- c) 80 GeV, 4.6 kV

Bei 10 GeV liegen die Maxima von Myonen und Pionen so dicht, daß sie mit dem Auge nicht unterscheidbar sind. Bei 80 GeV zeigt sich wieder bei den zuerst gemessenen drei Datensätzen, daß die Cerenkovzähler während der Messung dieser Datensätze nicht zwischen Pionen und Elektronen unterscheiden konnten. Die Spektren dieser Datensätze zeigen daher drei Maxima (Abb. 4.13 c). Der vierte, separat gemessene Datensatz enthält keine Elektronendaten (s. Kap. 3.4). Aus diesem Grunde werden die drei Datensätze, die bei 80 GeV Elektronen enthalten, nicht berücksichtigt, wenn Mittelwerte und andere Größen, die mehrere Datensätze zusammenfassen, für Pionen berechnet werden.

An die Spektren wurden wieder Gaußverteilungen angepaßt. Zur Korrektur des Signals auf Gasschwankungen, wurde das gleiche Verfahren wie bei der Kalibration der φ -Lagen angewandt. Um das Signal der Pionen aus der digitalen Auslese zu parametrisieren, wurden die einzelnen Datensätze

bei einer Energie und Hochspannung zusammengefaßt. An diese Punkte wurde als Parametrisierung die Funktion

$$N_{\text{stos}}(E) = aE^p + cE^2$$

angepaßt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.14 eingetragen:

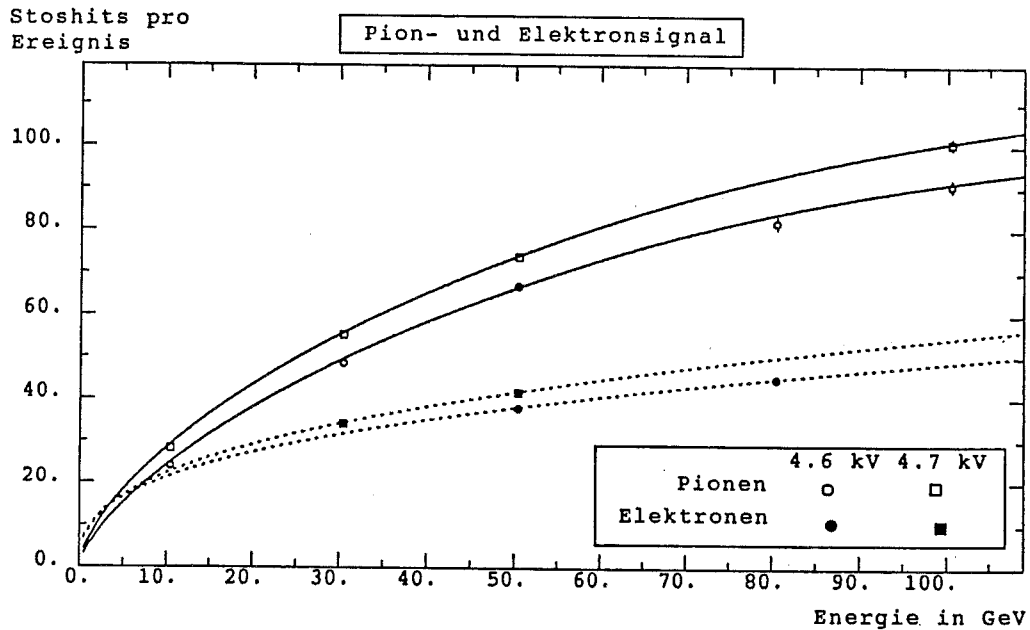


Abb. 4.14 : Mittlere Zahl der gesetzten z-Strips des digitalen Pion- und Elektronsignals als Funktion der Energie. Die Werte wurden auf Gasschwankungen korrigiert.

Man erkennt, daß das Signal sich stark nichtlinear verhält. Dies ist auf eine schnelle Sättigung zurückzuführen, da, im Gegensatz zu den Pads, auch mehrere Streamer an einem Draht als nur ein Treffer registriert werden. Dieses Verhalten hat jedoch keine negativen Auswirkungen auf die spätere Verwendung als "Tailcatcher" im H1-Detektor, d.h. auf den Nachweis der Reste der hadronischen Schauer, die aus dem hadronischen Kalorimeter entweichen, da man nicht damit rechnet [H1COL/86], daß bei Hera-Energien Teilchen mit einer Energie von 50 GeV und höher die Eisenstruktur erreichen.

4.1.4.2 Die Energieauflösung des digitalen Pionsignals

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurde, außer bei 100 GeV, die Standardabweichung der angepaßten Gaußverteilung benutzt. Bei 100 GeV wurde die volle Halbwertsbreite des Spektrums bestimmt und in Abb. 4.15 mit der vollen Halbwertsbreite der Spektren bei anderen Energien verglichen.

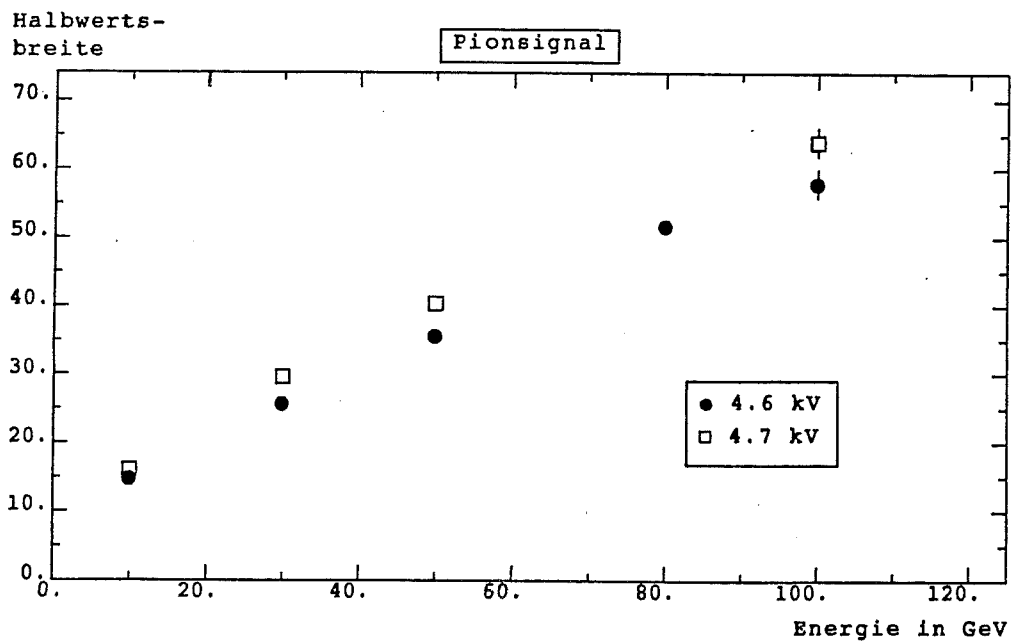


Abb. 4.15 : Halbwertsbreite des digitalen Pionsignals

Mit Hilfe der Parametrisierung der Energieabhängigkeit von N_{STOS} (s. Kap. 4.1.4.1) konnte aus der Standardabweichung des gemessenen Spektrums σ_{STOS} die Standardabweichung der Energiemessung σ_E berechnet werden :

$$\sigma_E(E_0) = \left| \frac{\partial E}{\partial N_{STOS}(E)} \right|_{E=E_0} \sigma_{STOS} \quad (*)$$

Die Größe σ_E/E wurde berechnet und in Abb. 4.16 eingetragen.

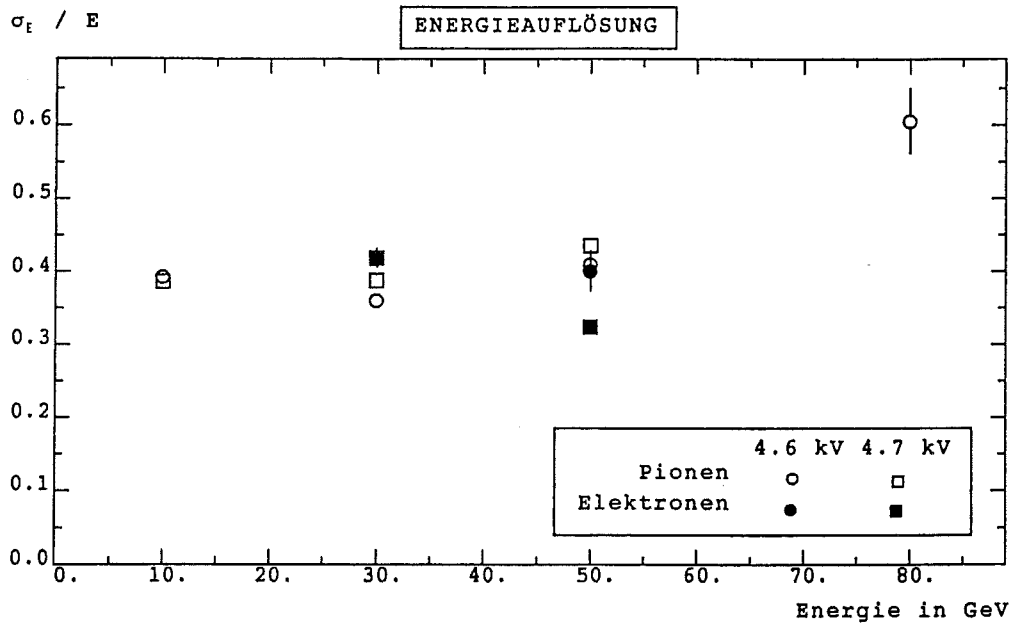


Abb. 4.16 : Energieauflösung des digitalen Pion- und Elektronensignals mit (*) berechnet

Bei 10 GeV beträgt die Energieauflösung $(124.3 \pm 0.8)\% / \sqrt{E}$ bei 4.6 kV und $(122.2 \pm 1.5)\% / \sqrt{E}$ bei 4.7 kV. Sie steigt sehr schnell an und liegt bei 30 GeV schon im Bereich von $200\% / \sqrt{E}$. Strips sind daher nur bei kleinen Energien zur Energiemessung geeignet, da sich die Energieauflösung nicht mit $1/\sqrt{E}$ verbessert, sondern sich sogar wegen der Sättigungseffekte verschlechtert.

4.1.5 Das digitale Elektronensignal

4.1.5.1 Die Linearität des Elektronensignals

Das Elektronensignal wurde, wie das Pionsignal, mit Hilfe der Myonen auf Gasschwankungen korrigiert. Die Daten konnten mit der Funktion

$$N_{\text{STOS}}(E) = aE^p \quad \text{parametrisiert werden.}$$

Wie das Pionsignal ist das digitale Elektronensignal stark nichtlinear. In Abb. 4.14 sind die digitalen Signale für Elektronen und Pionen aufgetragen.

Das Elektronensignal ist kleiner als das Pionsignal, obwohl ein Elektron mehr nachweisbare Energie deponiert als ein Pion gleicher Primärenergie. Dieser Widerspruch löst sich, wenn man die unterschiedliche räumliche Ausdehnung der Schauer berücksichtigt. Ein Elektron deponiert seine Energie in einem wesentlich kleineren Volumen, d.h. es entstehen mehr Streamer an einem Draht, so daß bei Elektronen Sättigungseffekte viel stärker ins Gewicht fallen als bei Pionen. Demzufolge ist das e/π -Verhältnis kleiner als 1 (Abb. 4.17), was für Kalorimeter ungewöhnlich ist. Betrachtet man das Verhältnis bei verschiedenen Energien, so bestätigt das Verhalten die oben gegebene Erklärung. Das e/π -Verhältnis weicht immer mehr von 1 ab, je höher die Energie des primären Teilchens ist. Bei 50 GeV sind Daten bei beiden Hochspannungen vorhanden, so daß man die Werte bei verschiedenen Hochspannungen vergleichen kann. Die stärkere Sättigung bei der höheren Hochspannung führt zu einer größeren Abweichung von 1.

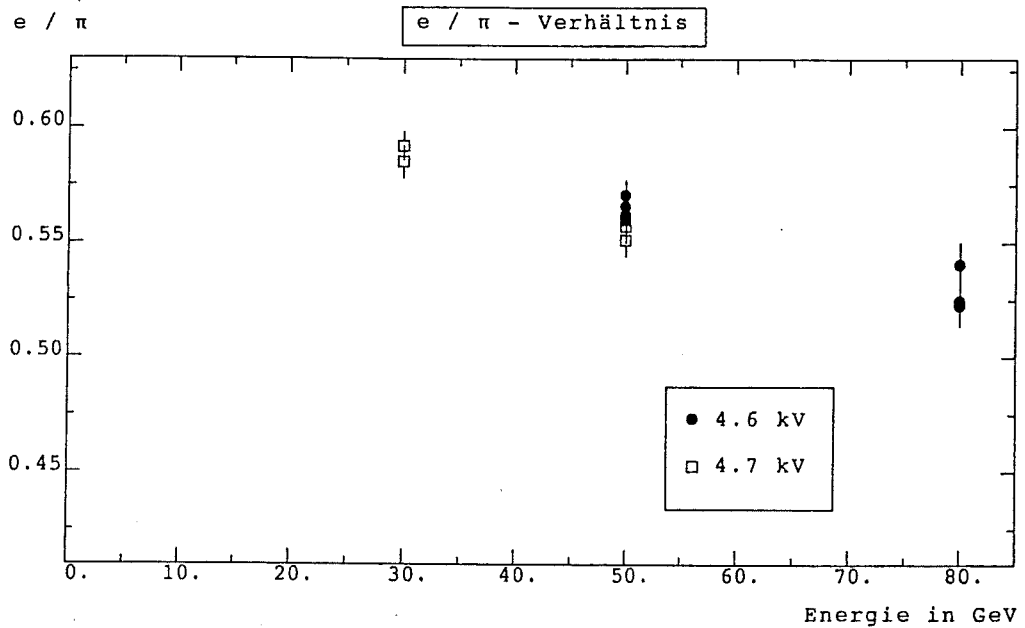


Abb. 4.17 : Das e/π -Verhältnis für die digitale Auslese

4.1.5.2 Die Energieauflösung des digitalen Elektronensignals

Bei der Berechnung der Energieauflösung wurde das gleiche Verfahren wie bei dem Pionsignal angewandt. In Abb. 4.16 wird das Ergebnis mit der Energieauflösung des Pionsignals verglichen. Die Energieauflösung für Elektronen liegt etwa im gleichen Bereich wie für Pionen. Nur bei 50 GeV und einer Hochspannung von 4.7 kV liegt sie leicht unter der Energieauflösung für Pionen.

4.2 Ergebnisse der analoge Auslese

Die Analyse des analogen Signals ist weitgehend an die Analyse des digitalen Signals angelehnt, d.h. es werden die gleichen Selektionsschritte für z.B. die Bestimmung der Energieauflösung vorgenommen. Wie schon in Kap. 3.3 beschrieben, ist der Detektor für das analoge Signal in drei Segmente aufgeteilt: dem Presampler vor dem Eisen und zwei Türme, die jeweils fünf Ebenen Streamertubes und fünf Lagen Eisen (2.2 Absorptionslängen) umfassen. Da das Signal der Türme um den Faktor 0.1 verkleinert wurde, wird bei der Berechnung der Summe aller ADC-Kanäle eines Ereignisses der Beitrag des Presamplers auch durch 10 dividiert, um allen Streamersignalen das gleiche Gewicht zu geben.

Zwischen den Messungen der Datensätze sind die Pedestal aller ADC-Kanäle gemessen und abgespeichert worden (Kap. 3.5). Um zu überprüfen, ob die Pedestal während der Messung nicht gedriftet sind, wurde in der Analyse das Pedestal jedes Kanals für jeden Datensatz nachgeprüft. Dazu dienten Ereignisse, bei denen zwischen 0 und 9 z-Strips pro Ereignis gesetzt waren. Abb. 4.18 zeigt typische Spektren, es wurde jeweils ein Kanal als Beispiel gewählt.

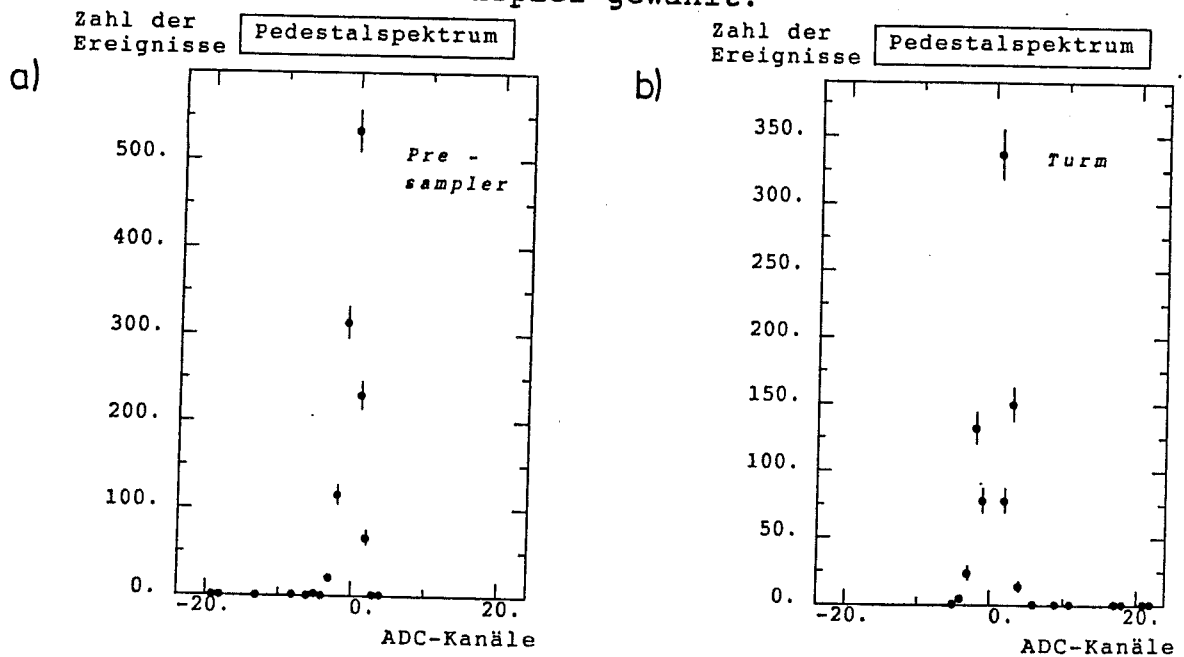
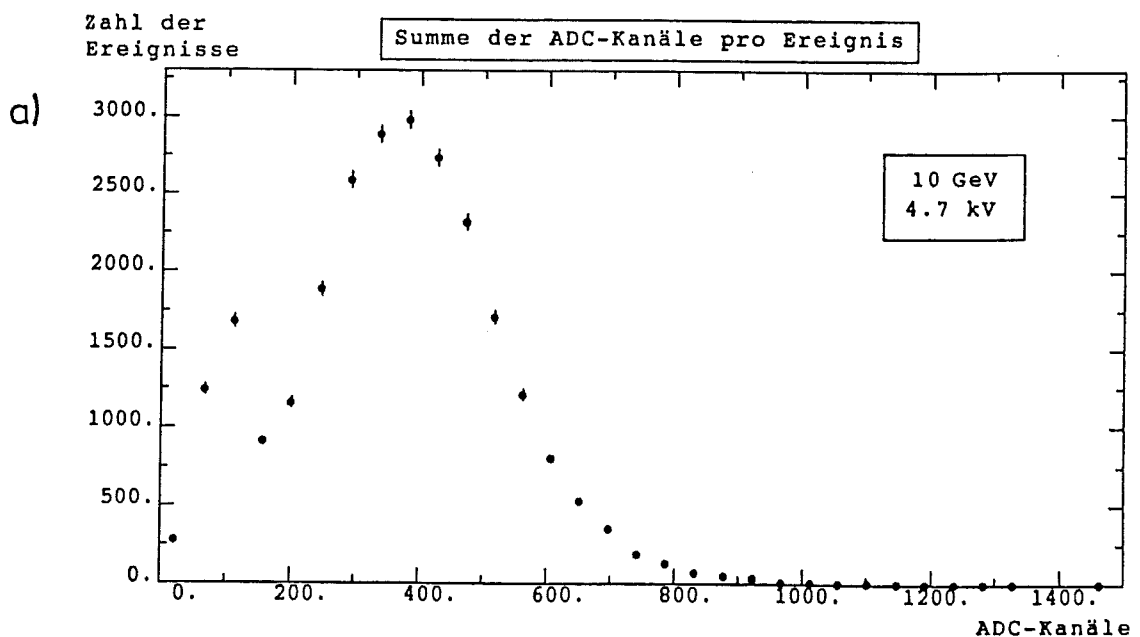


Abb. 4.18 : Pedestalspektren a) ein Kanal des Presamplers
b) ein Kanal eines Turms

Bis auf einen ADC in einem Datensatz wichen die so gemessenen Pedestal zwischen -2 und 2 Kanäle von den gespeicherten Pedestal weit ab. In der weiteren Analyse wurden die ADC-Inhalte so korrigiert, daß die Pedestal bei Null lagen. Um Rauschen zu unterdrücken, wurden nur Signale akzeptiert, die nach der Pedestalkorrektur größer als 5 ADC-Kanäle waren. Dies entspricht etwa drei Standardabweichungen des Pedestalspektrums oder $2/3$ des Signals eines Streamers bei einer Hochspannung von 4.6 kV bzw. etwa der Hälfte des Signals eines Streamers bei 4.7 kV.

4.2.1 Spektrum des analogen Signals ohne Schnitte auf die Teilchenart

Der im Kap. 4.1.1 beschriebene Standardschnitt wurde bei der Selektion der Ereignisse, deren Analogsignal in Abb. 4.19 zu sehen ist, angewandt. Außerdem wurde gefordert, daß in den ersten beiden Streamertubelagen jeweils nur ein Cluster in den z-Stoslagen gesetzt wurde, um Ereignisse auszuschließen, bei denen zwei Teilchen zugleich in den Detektor gelangten. Es werden, außer dem Datensatz bei 10 GeV, nur Spektren von Datensätzen gezeigt, die auch Elektronen enthalten.



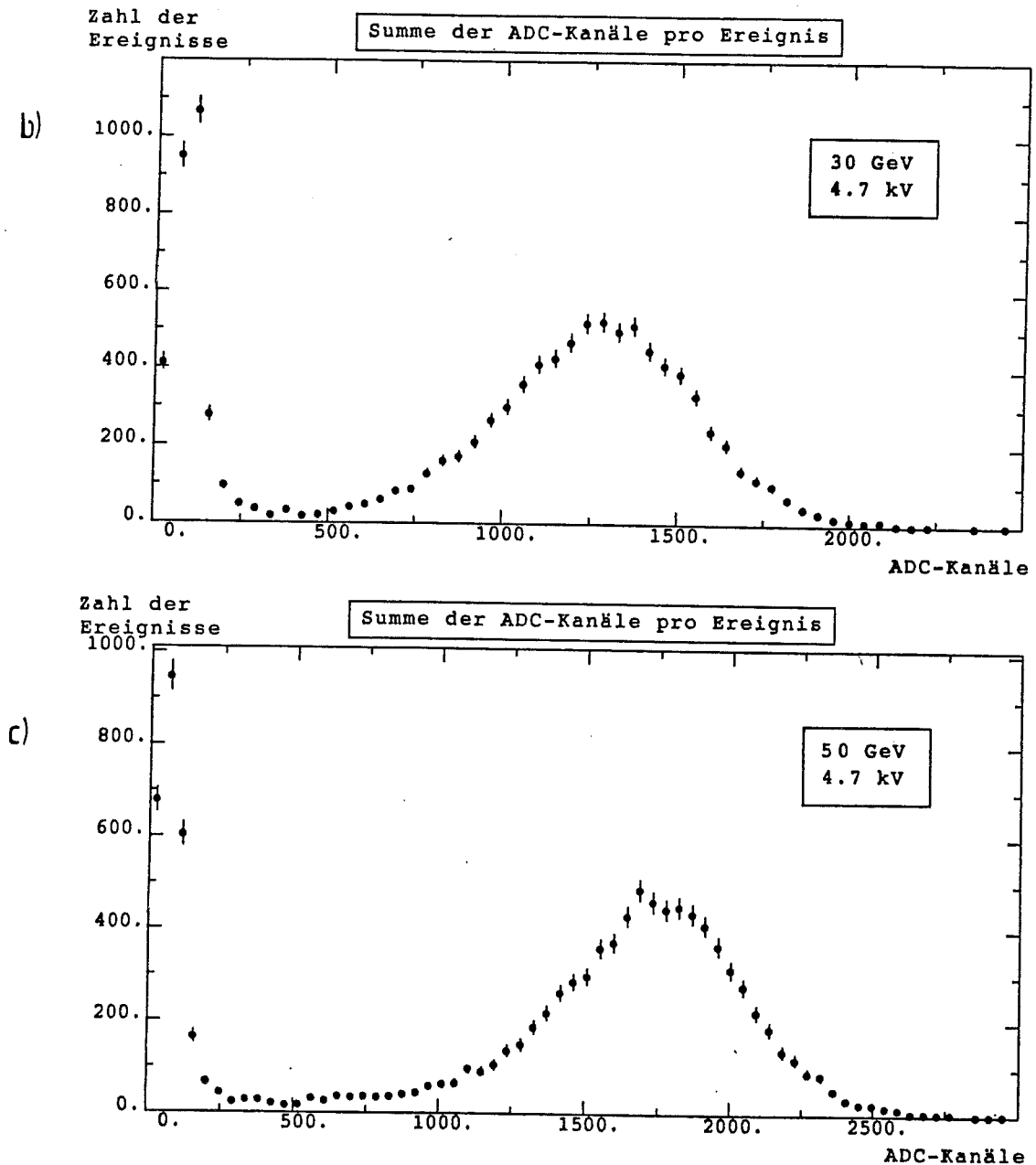


Abb. 4.19 : Spektren des analogen Signals bei verschiedenen Energien

a) 10 GeV, 4.7 kV

b) 30 GeV, 4.7 kV

c) 50 GeV, 4.7 kV

Die Myonen lassen sich auch bei 10 GeV (Abb. 4.19 a) sehr gut von den Pionen unterscheiden. Bei den Datensätzen, die auch Elektronen enthalten, erkennt man aber nur zwei deutliche Maxima. Dies kann nur so interpretiert werden, daß die Analogsignale von Elektronen und Pionen so dicht zusammenliegen, daß es nicht zur Bildung getrennter Maxima kommt.

4.2.2 Die Selektion der Teilchen

4.2.2.1 Die Selektion der Myonen

Zur Selektion der Myonen wurde zusätzlich zu den Forderungen, die für die Auswahl der Ereignisse zur Analyse des digitalen Myonsignals gestellt wurden, auch die Informationen des Stosssystems benutzt. Auf Grund dieser Information wurde die Spur des Myons durch den Detektor verfolgt, in dem an die Stoshits eine Gerade angepaßt wurde. Gelang die Anpassung nicht, wurde das Ereignis verworfen. Da zur Berechnung der Position in x-Richtung, die parallel zu den Anodendrähten verläuft, nur die beiden φ -Lagen zur Verfügung standen, wurde außerdem die Information der Vieldrahtproportionalalkammer benutzt. Die folgende Abb. 4.20 zeigt die Korrelation zwischen der ersten Lage der Kammer, die die x-Koordinate eines Teilchens mißt und der ersten φ -Lage des Stosssystems :

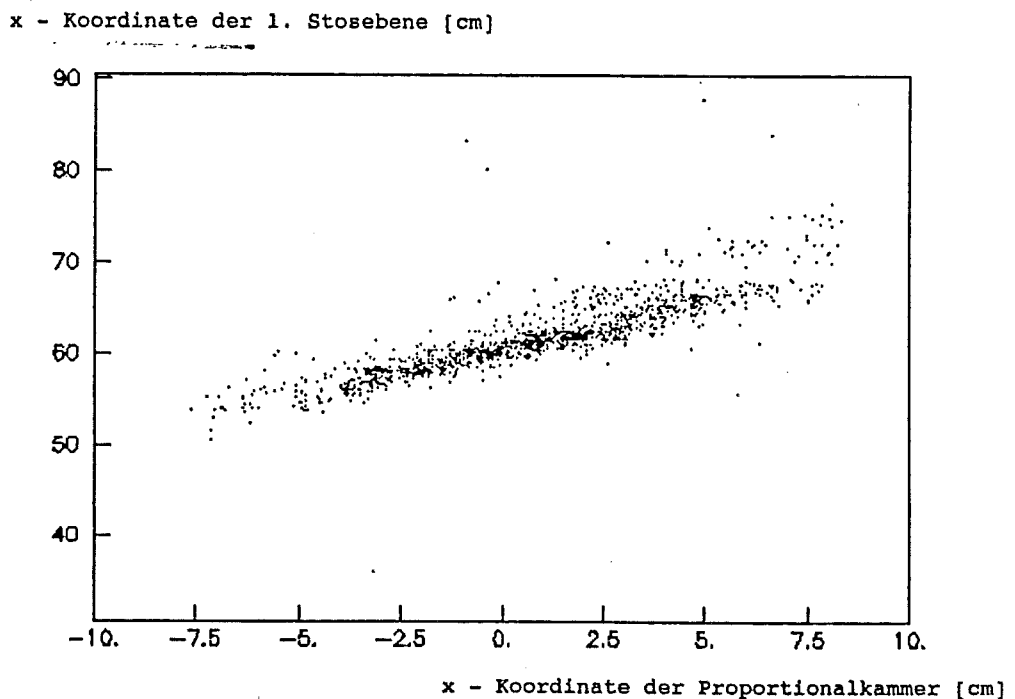


Abb 4.20 : Korrelation zwischen der ersten Lage zur Messung der x-Koordinate der Vieldrahtproportionalalkammer und der ersten φ -Lage des Stosssystems

Mit Hilfe dieses Histogrammes konnten die Parameter zur Umrechnung der Koordinaten der Signale der Vieldrahtproportionalalkammer in das Koordinatensystem des Stossystems bestimmt werden. Folgende Kriterien muß ein Ereignis erfüllen, damit die Spur des Myons rekonstruiert werden kann:

- Keine Ebene, weder in der Vieldrahtproportionalalkammer noch in den Stoslagen, darf mehr als zwei Cluster aufweisen.
- In mindestens einer Ebene der x-Lagen der Vieldrahtproportionalalkammer und der φ -Lagen des Stossystems muß genau ein Cluster sein.
- In beiden φ -Ebenen des Stossystems müssen Strips gesetzt worden sein.
- In mindestens vier der z-Lagen des Stossystems darf sich nur ein Cluster befinden

In der Rekonstruktion wird zunächst unterschieden, ob nur ein Strip gesetzt wurde oder ob mehrere nebeneinander liegende Strips einen Cluster bilden. Im ersten Fall kann man annehmen, daß das Teilchen die Streamertube etwa in der Mitte durchquert hat. Bei zwei gesetzten Strips hat das Teilchen wahrscheinlich den Raum zwischen den Drähten der beiden Kanäle durchquert. Als Position wird deshalb die Lage der Trennwand zwischen den beiden Kanälen angenommen. Auf die gleiche Art und Weise wird bei drei und mehr Treffern verfahren. Große Cluster kommen allerdings selten vor, wie Abb. 4.21 zeigt.

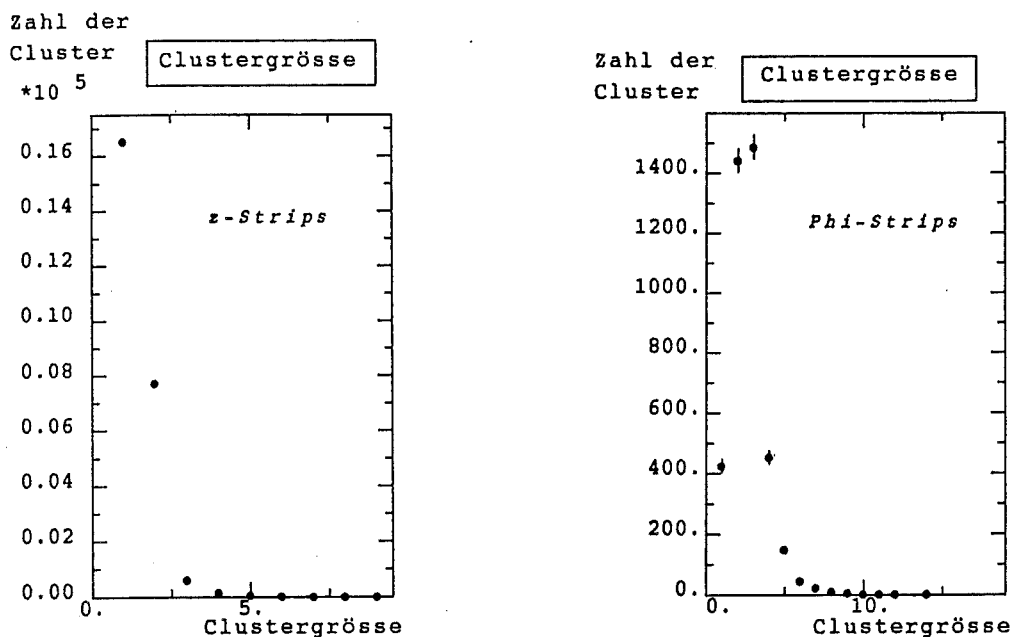


Abb. 4.21 : Verteilung der Clustergröße der z- und ϕ -Strips

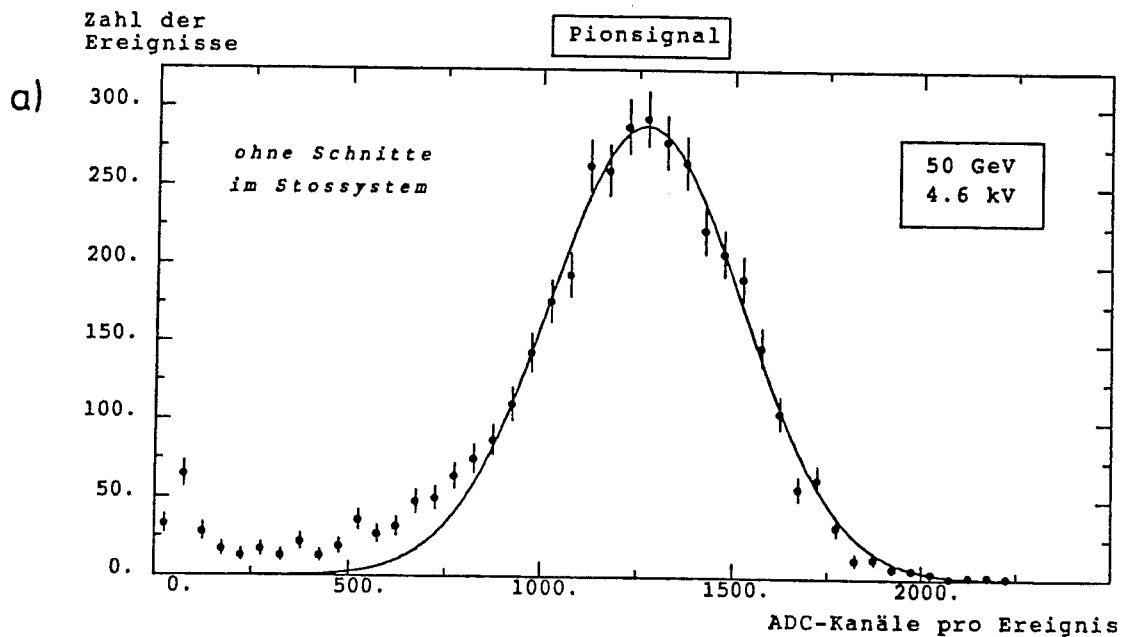
Bei der Rekonstruktion werden zunächst nur Ebenen berücksichtigt, in denen ein Cluster gesetzt wurde. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wird eine Gerade angepaßt. In einem zweiten Schritt wird in den Ebenen, in denen sich zwei Cluster befinden, nachgeprüft, welcher der beiden Cluster zur Spur gehört. Sollten sich die Mitten beider Cluster zu weit von der berechneten Position befinden, d.h. weiter als die jeweilige Clustergröße, wird das Ereignis verworfen. Bei der Berechnung der Clustergröße wird ein Kanal im Cluster, der nicht angesprochen hat, zugelassen, um Kanäle mit defekter Ausleseelektronik zu berücksichtigen. An die Spur wird in einer zweiten Iteration unter Berücksichtigung der Ebenen mit zwei Clustern eine Gerade angepaßt.

Als Entscheidungskriterium, wie gut die Geradenanpassung mit den Meßpunkten übereinstimmt, wurde nicht das χ^2 der Anpassung benutzt. Die Gründe liegen in dem Abstand der Strips von einem Zentimeter und der Tatsache, daß es sich um digitale Signale handelt. So steigt das χ^2 sehr schnell an, wenn die berechnete Spur z.B. durch einen Kanal neben einem

Cluster verläuft. Aus diesem Grunde wird die Zahl der Ebenen, die bei der Rekonstruktion der Spur berücksichtigt wurden, zur Entscheidung benutzt. Es müssen mindestens 8 z-Ebenen zur Berechnung beitragen, sonst wird das Ereignis verworfen. Ein ähnliches Analyseverfahren wird ausführlich in [HARTZ] beschrieben und hat sich dort bewährt.

4.2.2.2 Die Selektion der Pionen und Elektronen

Zur Selektion der Pionen wurde wieder außer den Schnitten, die bei der Analyse des digitalen Signals beschrieben wurden, auch die Information des Stossystems benutzt. So wurde verlangt, daß höchstens ein Cluster in den beiden z-Ebenen des Stossystems vor der ersten Eisenlage auftrat und die Zahl der gesetzten z-Strips über einer Mindestgrenze lag (6 Strips bei 10 GeV, 25 Strips bei den anderen Energien). Die erste Forderung sollte verhindern, daß Ereignisse in denen zwei primäre Teilchen beteiligt waren, ausgewertet werden. Der zweite Schnitt dient zur Unterdrückung des Myonuntergrundes, wie Abb. 4.22 zeigt:



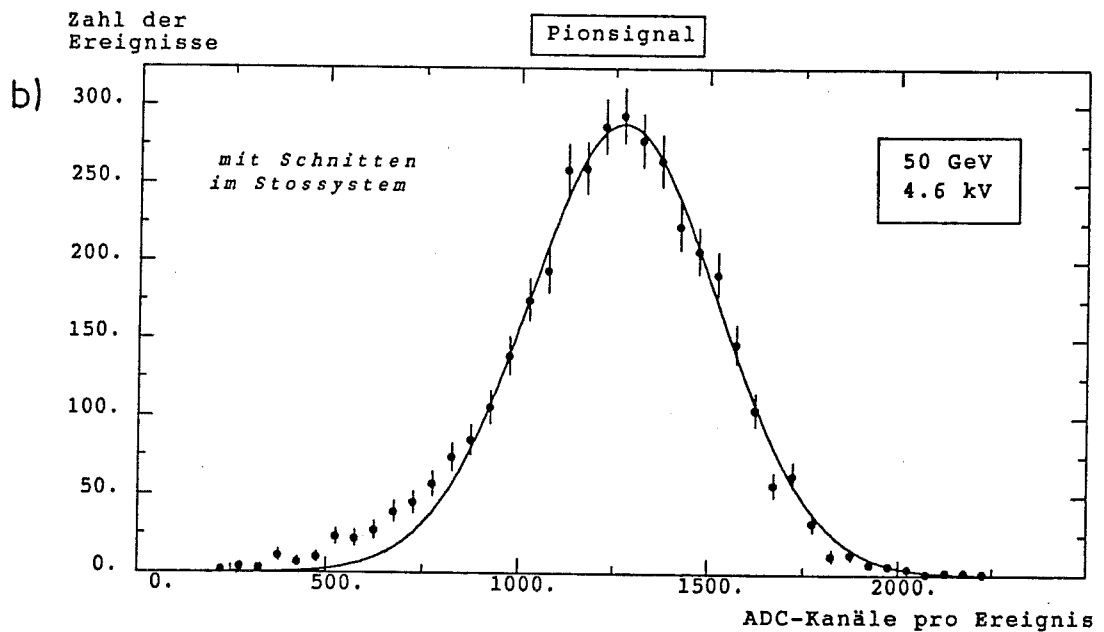


Abb. 4.22: Analoges Spektrum (a) vor und (b) nach Unterdrückung der Myonen

Bei den 80 GeV-Datensätzen, die Elektronen enthalten, wurde versucht, die Elektronen mit Hilfe des Topologieschnittes (s. Kap.4.1.2.3) von den Pionen zu trennen. Trotzdem unterscheiden sich auch nach diesem zusätzlichen Schnitt die Werte dieser Datensätze (Sätze 1, 2 und 3, vgl. Tab. 3.2) von den Werten des Datensatzes (Satz 24, vgl. Tab. 3.2), der keine Elektronen enthält. Deshalb muß man annehmen, daß entweder nicht alle Elektronen durch den Topologieschnitt gefunden oder zu viele Pionen als Elektronen mißidentifiziert werden und so ein Teil des Pionspektrums fehlt (systematische Fehlidentifikation).

| Datensatz | Mittelwert der Gaußverteilung [ADC-Kanälen] |
|-----------|--|
|-----------|--|

| | |
|----|----------|
| 1 | 1869±131 |
| 2 | 1852±130 |
| 3 | 1865±131 |
| 24 | 2096±147 |

Tab. 4.4: Mittelwerte des analogen Signals der 80 GeV-Datensätze auf Gasschwankungen korrigiert

In Kapitel 4.1.2.3 wurde schon darauf hingewiesen, daß der Topologieschnitt bei 80 GeV Einfluß auf die Verteilung der Zahl der Stoshits pro Ereignis hat. Aus diesem Grunde werden, wie schon bei der Analyse des digitalen Signals, beim Vergleich einzelner Datensätze die Daten aller 80 GeV Datensätze gezeigt. Bei der Berechnung von Mittelwerten u.ä. wird jedoch nur der Datensatz, der keine Elektronen enthält, berücksichtigt.

Die Elektronen wurden nach den gleichen Kriterien, die für die Analyse des digitalen Signals aufgestellt wurden, selektiert.

4.2.3 Das analoge Myonsignal

Typische Spektren des Analogsignals von Myonen, die die Kriterien aus Kap. 4.2.2.1 erfüllen, sind in Abb. 4.23 abgebildet:

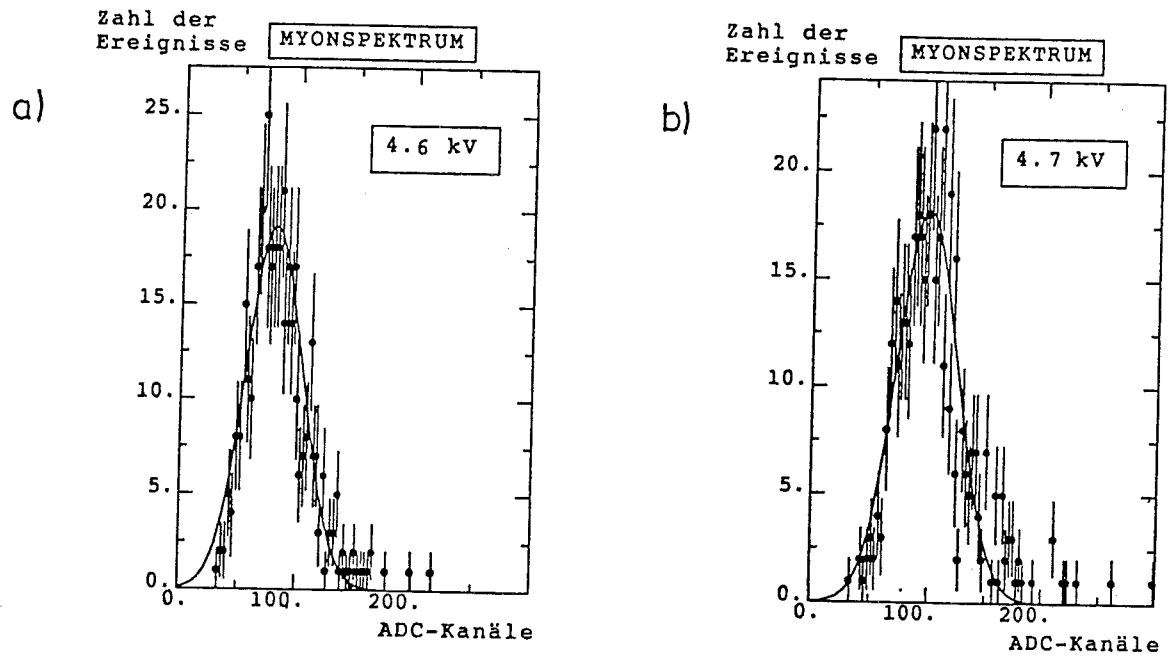
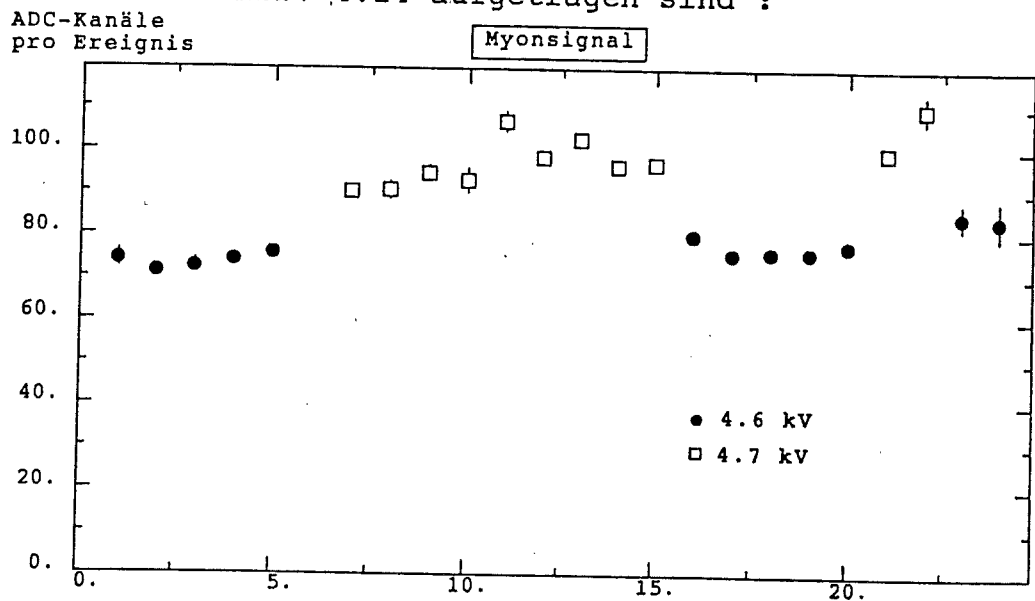


Abb. 4.23 : Analoge Myonspektren a) bei 4.6 kV
b) bei 4.7 kV

An die Spektren wurden Gaußverteilungen angepaßt, deren Mittelwerte in Abb. 4.24 aufgetragen sind :



Datensätze in zeitlicher Reihenfolge
Abb. 4.24 : Zeitliche Variation des analogen Myonsignals

Im Mittel deponieren Myonen bei einer Hochspannung von 4.6 kV eine Ladung, die 76.07 ± 0.41 ADC-Kanälen entspricht, bei einer Hochspannung von 4.7 kV sind es 94.64 ± 0.49 Kanäle. Bei einer Efficiency der Pads von $(89.0 \pm 0.5)\%$ bei 4.6 kV (Kap. 4.2.9), bzw. von $(91.4 \pm 0.5)\%$ bei 4.7 kV, kann man bei elf ausgelesenen Ebenen von rund zehn Streamern ausgehen. Ein Streamer deponiert somit bei einer Hochspannung von 4.6 kV etwa eine Ladung, die 7.6 ± 0.8 ADC-Kanälen entspricht, bei 4.7 kV sind es demnach 9.5 ± 0.9 Kanäle. Wie das digitale Signal schwankt auch das analoge Myonsignal, was wieder auf äußere Einflüsse wie Gasschwankungen zurückzuführen ist.

4.2.4 Korrektur auf Gasschwankungen

Um das Analogsignal auf Schwankungen der äußeren Parameter zu korrigieren, wurde ein etwas anderer Weg als beim digitalen Signal gewählt, da die digitale Information benutzt werden konnte. Um möglichst viele, voneinander unabhängige Messungen zu erhalten, wurde zunächst das Myonsignal im Presampler und in den Türmen getrennt untersucht. Die Mittelwerte der Spektren dieser Messungen sollten den gleichen Schwankungen unterworfen sein. Eine andere Klasse von Ereignissen, die ein konstantes Signal in allen Datensätzen liefern sollten, sind z.B. Pionen, die nicht aufschauern. Um diese Ereignisse zu selektieren, wurden folgende Forderungen aufgestellt:

- Keine Streamertubelage durfte mehr als zwei Cluster aufweisen.
- Beim Presampler mußte mindestens eine, bei den Türmen mindestens vier Ebenen getroffen sein.
- Die Gesamtzahl der Hits mußte der Zahl der Ebenen entsprechen.

Mit der letzten Bedingung soll verhindert werden, daß Pionen selektiert werden, die z.B. erst in der letzten Lage eines Turmes aufschauern und so in einer Lage einen großen Cluster erzeugen. Diese Einschränkung führt allerdings auch

dazu, daß sehr große Streamer nicht akzeptiert werden, die durch Übersprechen mehrere Kanäle setzen. Aus diesem Grunde ist das Signal der "durchlaufenden Spuren" etwas kleiner als das Myonsignal, bei dem größere Cluster auftreten können. Die Ereignisse wurden für jeden Turm und den Presampler getrennt selektiert. Die Mittelwerte wurden auf die entsprechenden Werte eines Datensatzes normiert, um die Daten besser vergleichen zu können. Zur Normierung wurde willkürlich jeweils der erste Datensatz bei 50 GeV gewählt.

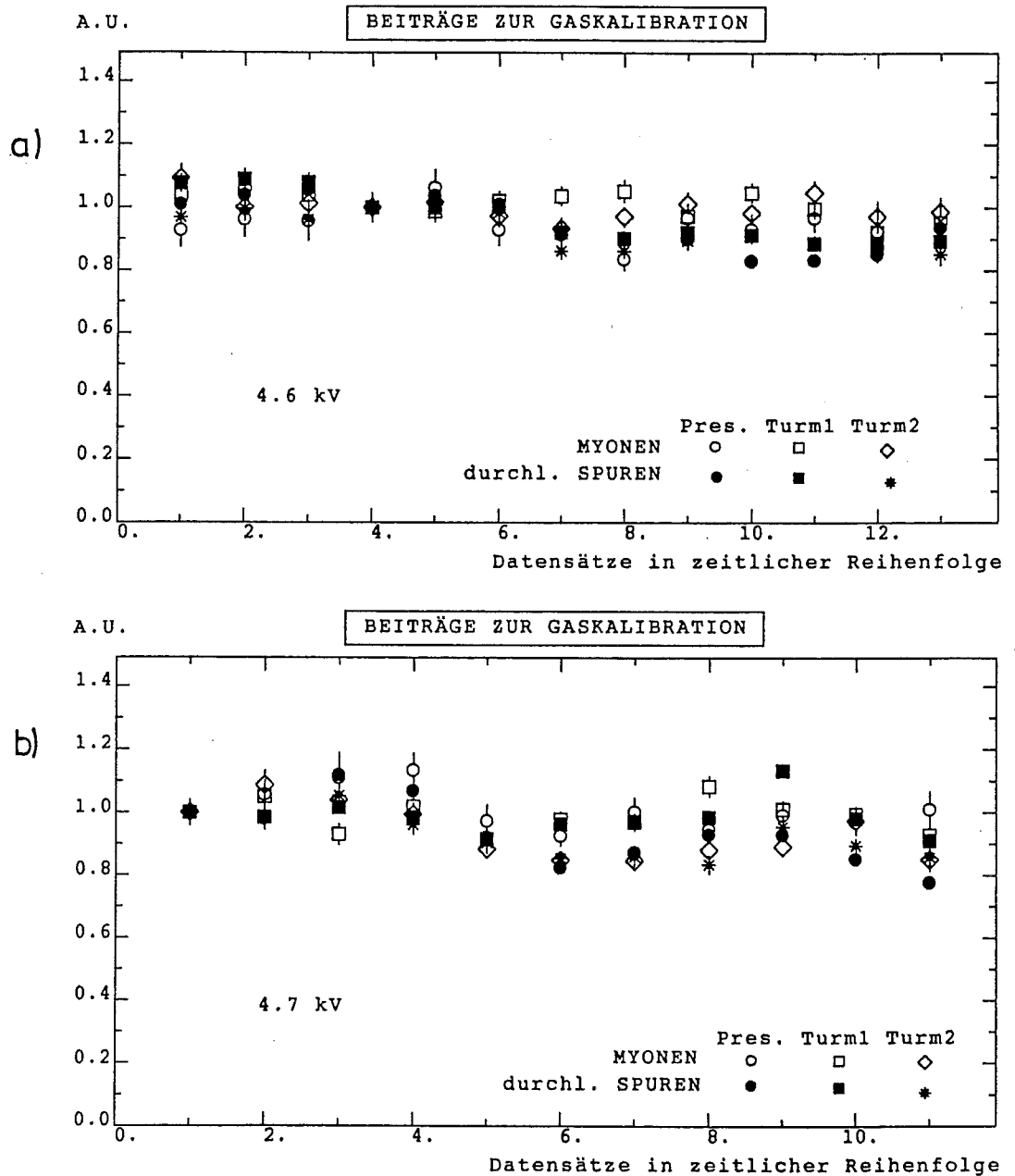


Abb. 4.25 : Relative Kalibrationsfaktoren a) für 4.6 kV
b) für 4.7 kV

Somit wurden für jeden Datensatz sechs unabhängige Kalibrationsfaktoren berechnet, die zu einem Mittelwert zusammengefaßt wurden :

| Nummer des Datensatzes | Energie [GeV] | Hoch- spannung [kV] | Kalibrationsfaktor |
|---------------------------|------------------|---------------------------|--------------------|
| 1 | 80 | 4.6 | 1.019±0.014 |
| 2 | 80 | 4.6 | 1.021±0.016 |
| 3 | 80 | 4.6 | 1.018±0.016 |
| 4 | 50 | 4.6 | 1.000±0.012 |
| 5 | 50 | 4.6 | 1.017±0.013 |
| 6 | 50 | 4.6 | 0.987±0.012 |
| 7 | 50 | 4.7 | 1.000±0.012 |
| 8 | 50 | 4.7 | 1.024±0.014 |
| 9 | 50 | 4.7 | 1.045±0.016 |
| 10 | 50 | 4.7 | 1.027±0.013 |
| 11 | 30 | 4.7 | 0.919±0.012 |
| 12 | 30 | 4.7 | 0.899±0.009 |
| 13 | 30 | 4.7 | 0.921±0.011 |
| 14 | 30 | 4.7 | 0.944±0.011 |
| 15 | 30 | 4.7 | 0.985±0.011 |
| 16 | 30 | 4.6 | 0.931±0.011 |
| 17 | 30 | 4.6 | 0.921±0.011 |
| 18 | 30 | 4.6 | 0.945±0.012 |
| 19 | 10 | 4.6 | 0.936±0.011 |
| 20 | 10 | 4.6 | 0.937±0.011 |
| 21 | 10 | 4.7 | 0.945±0.010 |
| 22 | 100 | 4.7 | 0.889±0.013 |
| 23 | 100 | 4.6 | 0.902±0.017 |
| 24 | 80 | 4.6 | 0.924±0.017 |

Tab. 4.5 : Korrekturfaktoren für die analoge Auslese

Der statistische Fehler der Gaskalibrationsfaktoren ist zu klein, um den Schwankungen innerhalb der sechs relativen Kalibrationsfaktoren Rechnung zu tragen. Eine mögliche Erklärung dieser großen Schwankungen liegt im Gasfluß, d.h. eine Veränderung der Gaszusammensetzung müßte zuerst im Presampler registriert werden.

Wahrscheinlich ist die Zusammensetzung des Gases in den Streamertubes zu einem Zeitpunkt nicht einheitlich. Diese Beobachtung wurde durch Abschätzung eines systematischen Fehlers berücksichtigt, so daß die Kalibrationsfaktoren insgesamt mit einem relativen Fehler von 7 % behaftet sind.

4.2.5 Das analoge Pionsignal

4.2.5.1 Die Linearität des Signals

Die Pionen wurden nach den in Kap. 4.2.2.2 genannten Kriterien selektiert. An die Spektren (Abb. 4.22 b) wurden Gaußverteilungen angepaßt, deren Mittelwerte auf Gasschwankungen korrigiert und in Abb. 4.26 eingetragen wurden :

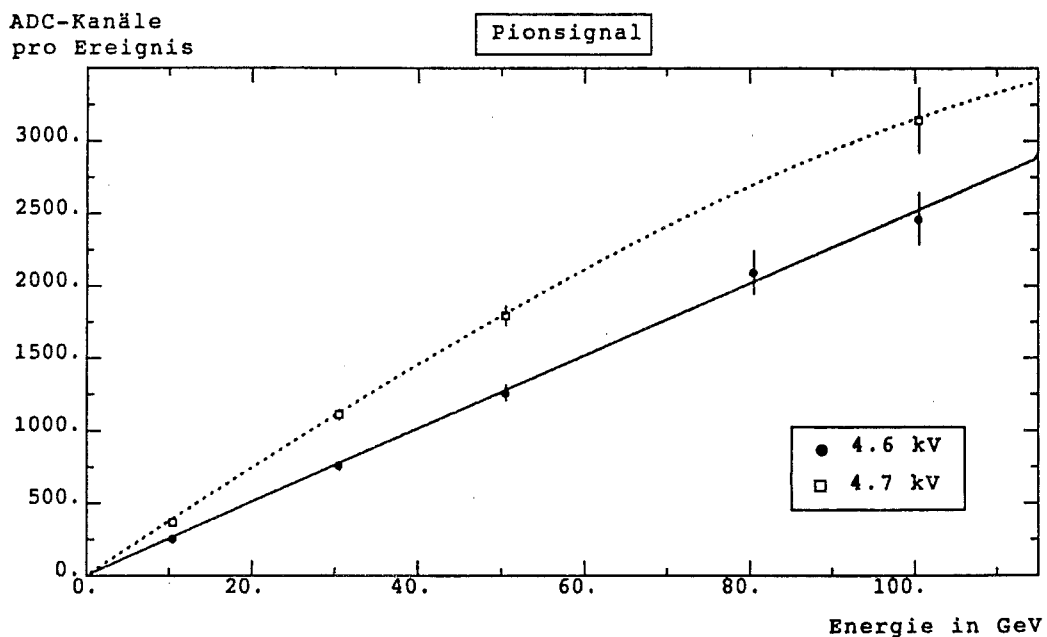


Abb. 4.26 : Linearität des analogen Pionsignals, auf Gasschwankungen korrigiert

Die großen Fehler beruhen auf dem systematischen Fehler der Gaskalibration. Das Pionsignal konnte mit Hilfe der Funktion

$$N_{\text{ADC}}(E) = aE + bE^3$$

parametrisiert werden, wobei a und b freie Parameter sind. Diese Parametrisierung wurde wegen der geringen Zahl der Parameter gewählt.

4.2.5.2 Die Energieauflösung des analogen Pionsignals

Wie auch bei der Berechnung der Energieauflösung des digitalen Pionsignals wurde die Größe σ_E aus der Standardabweichung der an die Daten angepaßten Gaußverteilung mit Hilfe der Parametrisierung $N_{\text{ADC}}(E)$ mit der Formel (*) berechnet.

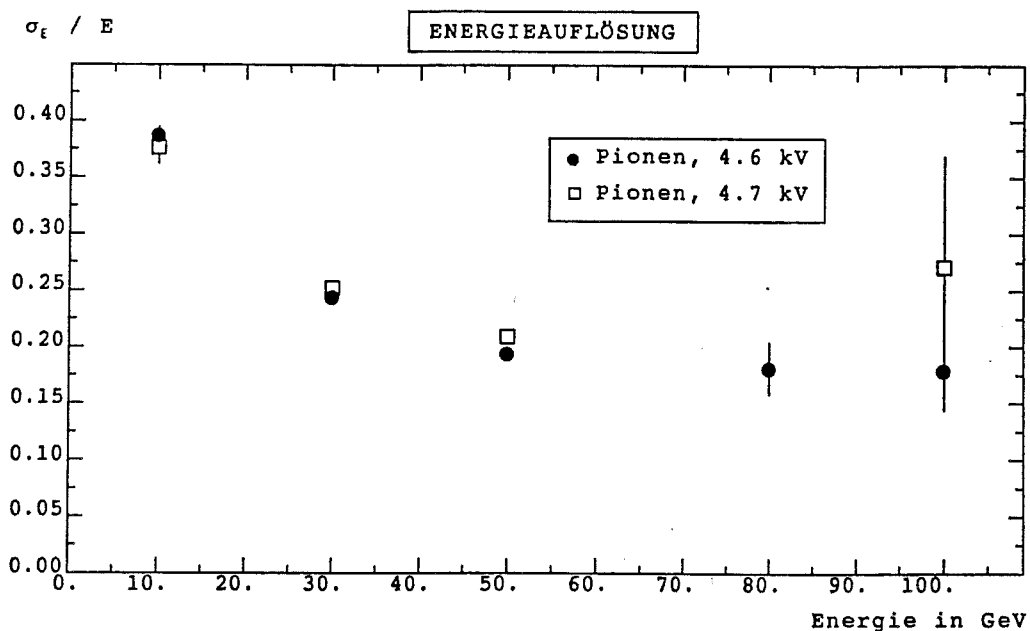


Abb. 4.27 : Die Energieauflösung des analogen Pionsignals mit der Formel (*) berechnet

Bei 10 GeV und einer Hochspannung von 4.6 kV erreicht man eine Energieauflösung von $122.4 \pm 2.3 \text{ } \%/ \sqrt{E}$, bei 4.7 kV liegt sie bei $118.9 \pm 4.5 \text{ } \%/ \sqrt{E}$. Die Auflösung verschlechtert sich mit wachsender Energie und liegt z.B. für die 50 GeV Daten bei $137.4 \pm 4.3 \text{ } \%/ \sqrt{E}$ bzw. $147.5 \pm 3.0 \text{ } \%/ \sqrt{E}$ bei einer Hochspannung von 4.7 kV.

4.2.6 Die Interkalibration der Pads

Bisher wurde davon ausgegangen, daß es keine Unterschiede zwischen den Pads gibt, die zu zusätzlichen Schwankungen des Signals führen, was wiederum die Energieauflösung verschlechtert. Unterschiede können z.B. durch leicht unterschiedliche Abstände der Pads zu den Tubes hervorgerufen werden. Eine weitere Ursache sind die großen Schwankungen des Oberflächenwiderstandes der Graphitschicht der Profile. Um die Auswirkungen solcher Effekte zu studieren, soll in diesem Abschnitt der Einfluß einer Interkalibration der Pads auf die Energieauflösung beschrieben werden.

Die Interkalibration beruht auf dem gleichen Prinzip wie die Korrektur auf Gasschwankungen: wieder wird ausgenutzt, daß Myonen immer das gleiche Signal verursachen sollten. In Kap. 3.5 wurden schon die Myondatensätze beschrieben, deren Daten zur Interkalibration benutzt wurden. Da während der Messung dieser Datensätze die Auslese der ϕ -Strips defekt war, konnten die Myonspuren nicht in allen drei Dimensionen rekonstruiert werden. Aus diesem Grunde wurde nur an die Cluster in den z-Lagen eine Gerade angepaßt. Es wurden solche Ereignisse selektiert, bei denen mindestens sieben der elf Ebenen in die Berechnung eingingen. Außerdem mußten die Ereignisse folgende Bedingungen erfüllen:

- Höchstens zwei Pads durften mehr als 5 ADC-Kanäle aufweisen.
- Wenn zwei Pads getroffen wurden, muß der Unterschied größer als 5 ADC-Kanäle sein.
- Es muß sich bei zwei getroffenen Pads um Nachbarpads handeln.

Für jedes Pad wurde ein Histogramm angelegt und die Signalladung des getroffenen Pads in das entsprechende Histogramm bzw. bei zwei getroffenen Pads die Summe in das Histogramm des Pads mit dem höheren Signal gefüllt. Die zweite Bedingung bei der Auswahl der Ereignisse sollte sicherstellen, daß die Zuordnung eindeutig ist. Für die

Türme wurde durch Anpassung einer Gaußverteilung der Mittelwert des Myonsignals festgelegt. Das Ergebnis für Turm 1 zeigt Tabelle 4.6 :

| | | | | | |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 26.8±1.2 | 31.5±1.0 | 36.5±0.9 | 37.2±1.3 | 28.8±1.0 | 22.6±2.8 |
| 29.5±0.8 | 33.0±0.8 | 36.5±0.8 | 36.4±1.0 | 32.3±1.2 | 31.3±1.4 |
| 29.3±0.6 | 33.5±0.9 | 36.5±0.8 | 37.0±1.4 | 30.8±1.3 | 26.4±1.2 |
| 34.0±0.6 | 41.3±0.6 | 46.5±0.9 | 44.6±0.9 | 39.9±1.5 | 36.5±0.9 |
| 37.0±0.6 | 41.2±0.6 | 47.2±0.7 | 45.5±1.0 | 36.7±1.6 | 36.8±1.8 |
| 34.9±0.8 | 42.3±0.7 | 47.4±0.9 | 45.8±1.1 | 39.8±1.2 | 33.8±1.6 |

Tab 4.6 : Myonsignal der 36 Pads des Turm1
(Streamertubelagen 3-7)

Die Unterschiede zwischen den Signalen betragen bis zu 50%. Es fällt eine Zunahme der Pulshöhe von oben nach unten und eine Abnahme von der Mitte zu den Seiten auf. Die Änderung der Pulshöhe ist zu groß, um allein durch ein Durchbiegen der Streamertubes erklärt zu werden. Eine Vergrößerung des Abstandes zwischen einer Streamertube und dem

Pad bewirkt eine Verbreiterung der Ladungsverteilung, die sich nur wenig auf die Pulshöhe auswirken sollte, da die Signale zweier Pads addiert werden. Die Pulshöhe eines Pads wird demnach nur durch Änderungen des Abstandes zur Streamertube stark beeinflusst, die innerhalb der Padfläche auftreten (Beulen oder Blasen). Labormessungen mit einer ^{90}Sr -Quelle ergaben, daß die Pulshöhe in diesem Falle um etwa 30 % sinkt, wenn sich der Abstand zwischen Pad und Streamertube um 1 cm über die Fläche des Pads ändert [BRINK/88]. Da die Abstandsänderungen beim Testkalorimeter maximal 1-2 mm betragen, sind die dadurch hervorgerufenen Schwankungen der Pulshöhe wesentlich kleiner.

Obwohl die Größe der Unterschiede sehr hoch erscheint, müssen sich diese Unterschiede nicht unbedingt stark auswirken, da die größten Unterschiede bei Pads an den Rändern auftreten, die bei Einschuß in der Mitte des Detektors nicht häufig innerhalb eines Schaueres getroffen werden. Außerdem sind die Fehler der Werte nicht zu vernachlässigen, da nur der rein statistische Fehler angegeben wird, wie er bei der Anpassung der Gaußverteilung berechnet wurde. Systematische Unterschiede zwischen der Pulshöhe der Pads können z.B. durch Myonen verursacht werden, die das Kalorimeter verlassen oder durch eine unterschiedliche Verteilung der Auftrefforte der Myonen auf die Pads.

Der Mittelwert der Pulshöhen der mittleren vier Pads, die von einem Schauer am häufigsten getroffen werden, diente zur Normierung der einzelnen Padsignale. Dadurch sollte verhindert werden, daß sich die Pulshöhe des Pionsignals durch die Interkalibration stark änderte. Der Quotient aus dem Mittelwert und dem Myonsignal der einzelnen Pads wurde als Interkalibrationsfaktor benutzt. Die einzelnen Faktoren wurden in Tabelle 4.7 eingetragen.

| | | | | | |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 1.53±.07 | 1.31±.04 | 1.13±.03 | 1.11±.04 | 1.43±.05 | 1.82±.23 |
| 1.39±.04 | 1.25±.03 | 1.13±.03 | 1.13±.03 | 1.27±.05 | 1.32±.06 |
| 1.40±.03 | 1.23±.04 | 1.13±.03 | 1.11±.04 | 1.34±.06 | 1.56±.07 |
| 1.21±.03 | 1.00±.02 | 0.89±.02 | 0.92±.02 | 1.03±.04 | 1.13±.03 |
| 1.11±.02 | 1.00±.02 | 0.87±.02 | 0.90±.02 | 1.12±.05 | 1.12±.06 |
| 1.18±.03 | 0.97±.02 | 0.87±.02 | 0.90±.02 | 1.03±.03 | 1.22±.06 |

Tab 4.7 : Interkalibrationsfaktoren für Turm1

In jedem Ereignis wurden die Signale der einzelnen Pads mit den entsprechenden Interkalibrationsfaktoren multipliziert und dann aufsummiert. Wie Abb. 4.28 zeigt, wurde die Linearität von der Interkalibration nicht stark beeinflusst.

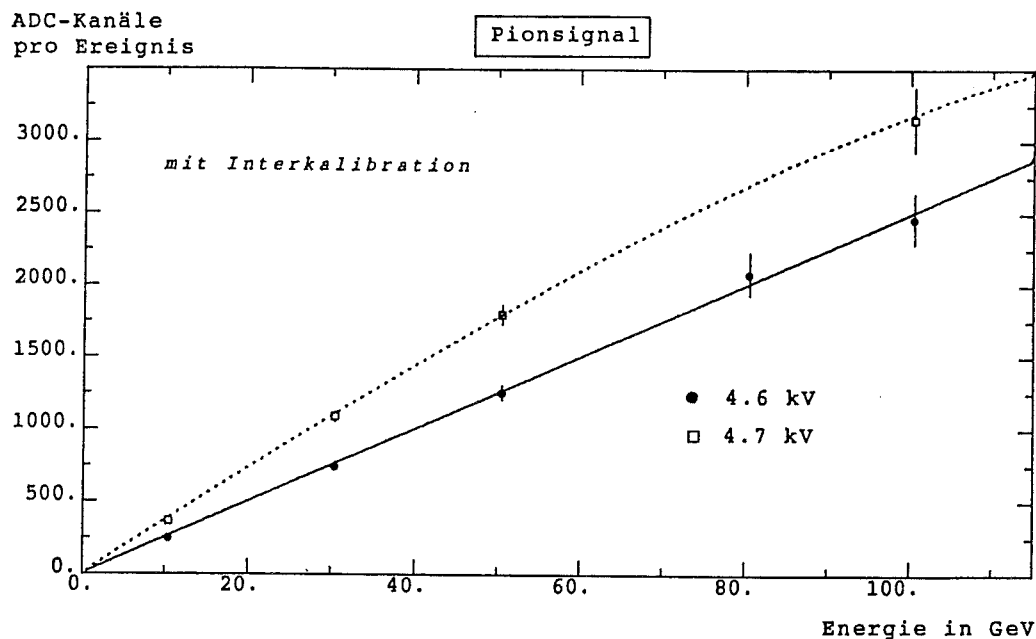


Abb. 4.28 : Linearität des interkalibrierten, analogen Pionsignals. Die Werte wurden auf Gasschwankungen korrigiert.

In Abb. 4.29 wird die Energieauflösung des Pionsignals vor und nach der Interkalibration gezeigt. Der Effekt der Interkalibration auf die Energieauflösung ist bei fast allen Energien vernachlässigbar. Dies bedeutet, daß sich die Unterschiede zwischen den Pads kaum auf die Energieauflösung auswirken. Dieses Verhalten kann man zum einen durch den relativ konstanten Auftreffort des Strahls erklären, so daß immer die gleichen Pads getroffen werden, zum anderen tragen nur wenige Pads einen großen Anteil zum Signal bei.

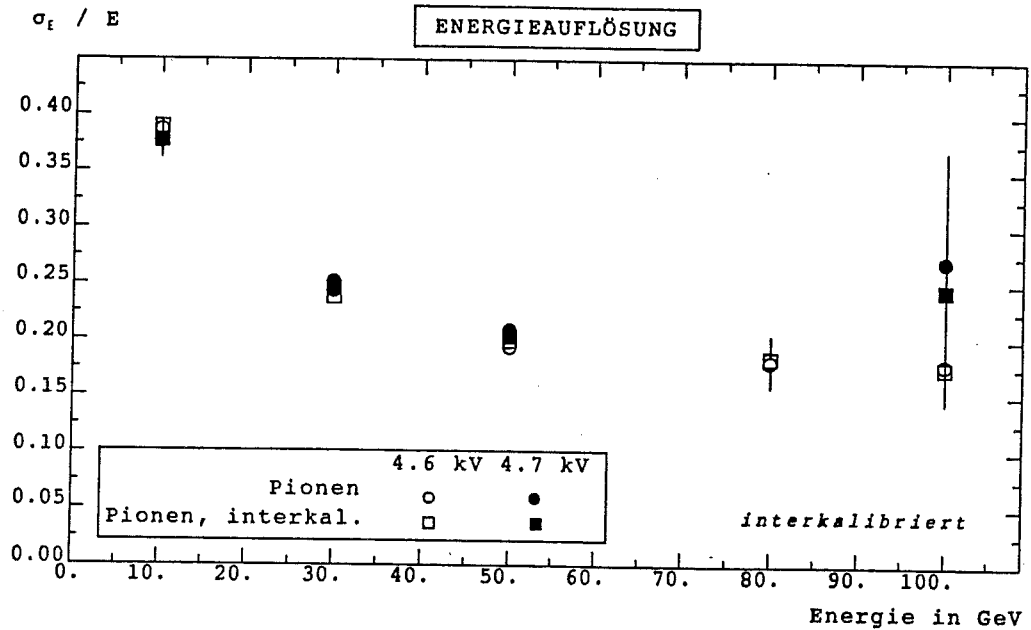


Abb. 4.29 : Vergleich der Energieauflösung des interkalibrierten mit dem originalen analogen Signal der Pionen. Die Werte wurden mit Hilfe der Formel (*) berechnet.

4.2.7 Das Signal der vollständig absorbierten Pionen

Eine weitere Größe, die Einfluß auf die Energieauflösung hat, sind Verluste (Leakage), d.h. die Anteile des Schauers, die nicht absorbiert wurden und seitlich oder hinten aus dem Kalorimeter verloren gehen. Um Fluktuationen des Leakage zu unterdrücken, wurden Ereignisse selektiert, die vollständig absorbiert wurden. Es wurde gefordert, daß kein Hit in der letzten Stoslage (Lage 13, vgl. Tab. 3.1) registriert wurde. In Abb. 4.31 sind die auf Gasschwankungen korrigierten Mittelwerte des analogen Signals der vollständig absorbierten Pionen und aller Pionen aufgetragen. Das Signal der vollständig absorbierten Pionen konnte durch eine Gerade parametrisiert werden, wenn man die 100 GeV-Punkte außer Acht läßt. Bei der Analyse dieser Ereignisse muß man beachten, daß besonders bei hohen Energien Ereignisse selektiert werden, bei denen der π^0 -Anteil im Schauer hoch ist und deren Schauer allgemein sehr dicht sind, d.h. viele Teilchen in einem kleinen Volumen entstehen. Die Auswirkungen sieht man in Abb. 4.30.

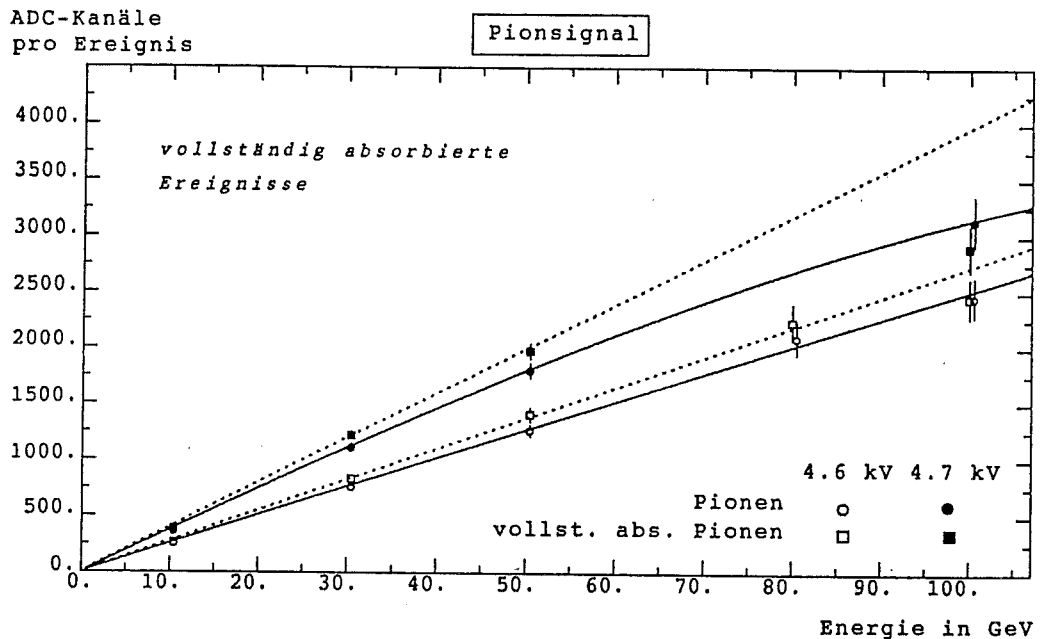


Abb. 4.30 : Linearität des vollständig absorbierten analogen Pionsignals auf Gasschwankungen korrigiert

Bis 80 GeV einschließlich ist die Pulshöhe der vollständig absorbierten Pionen wie erwartet höher als bei den Pionen, bei denen Leakage auftreten kann. Bei 100 GeV ändert sich die Situation. Die Pulshöhe der vollständig absorbierten Ereignisse liegt unter der Pulshöhe der unselektierten Pionen. Für dieses Verhalten sind Sättigungseffekte verantwortlich. Die Schauer sind so kompakt, daß die Zahl der Streamer pro Teilchen kleiner wird. Besonders deutlich ist der Effekt bei einer Hochspannung von 4.7 kV, da dort wegen der größeren Streamer die Sättigungseffekte stärker sind. Aus diesem Grund werden bei der Berechnung der Energieauflösung die 100 GeV Daten nicht berücksichtigt. In Abb. 4.31 sind die Energieauflösungen der beiden Ereignisgruppen aufgetragen. Um einen Anhaltspunkt zu geben, ist der Verlauf der Funktion $110 \% / E^{1/2}$ eingezeichnet.

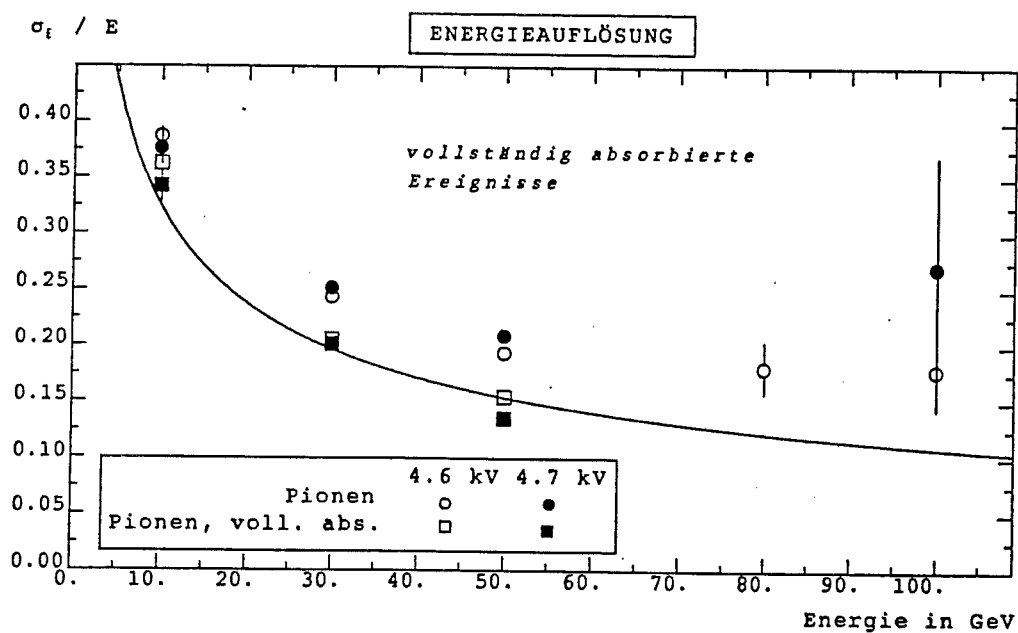


Abb. 4.31 : Energieauflösung der vollständig absorbierten Pionen im Vergleich mit dem originalen Pionsignal

Die Energieauflösung der vollständig absorbierten Ereignisse liegt für 10, 30 und 50 GeV bei beiden Hochspannungen bei etwa $110 \%/E^{1/2}$ und damit unter den Werten der Ereignisse, bei denen Leakage auftreten kann. Der Unterschied wird mit steigender Energie größer, da bei den höheren Energien das Leakage eine größere Rolle spielt.

4.2.8 Das analoge Elektronensignal

Die Elektronen wurden nach den gleichen Kriterien wie bei der Analyse des digitalen Signals selektiert. Die auf Gasschwankungen korrigierten Mittelwerte des analogen Elektronensignals werden mit dem analogen Pionsignal in Abb. 4.32 verglichen.

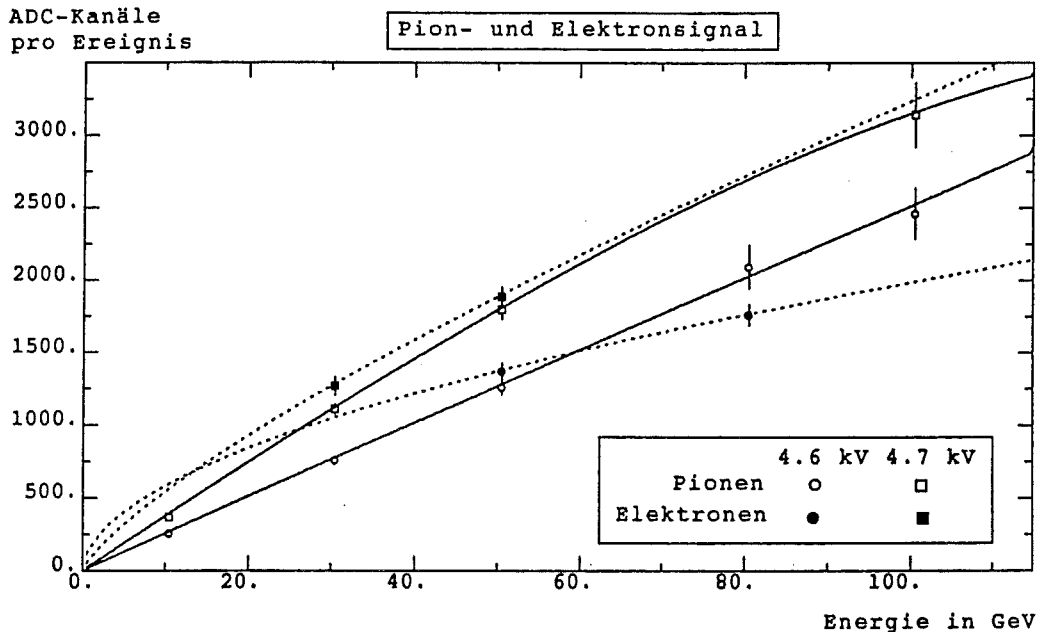


Abb. 4.32 : Vergleich des analogen Signals der Pionen (ohne Schnitte gegen Leakage) und Elektronen, beide Signale wurden auf Gasschwankungen korrigiert

Zur Parametrisierung des Pionsignals wurde die gleiche Funktion wie in Kap. 4.2.5.1 benutzt. Zur Beschreibung des Elektronensignals wurde dagegen die Funktion

$$N_{\text{ADC}}^{\text{ELEK}}(E) = a E^b \text{ angepaßt, } a \text{ und } b \text{ sind freie Parameter.}$$

Bei einer Hochspannung von 4.6 kV ist das Elektronensignal zunächst größer als das Pionsignal, bei 80 GeV liegt es jedoch darunter. Man kann dieses Verhalten durch die schon erwähnten Sättigungseffekte bei hohen Energien erklären. In Abb. 4.33 wird das e/π -Verhältnis der digitalen und der analogen Auslese miteinander verglichen.

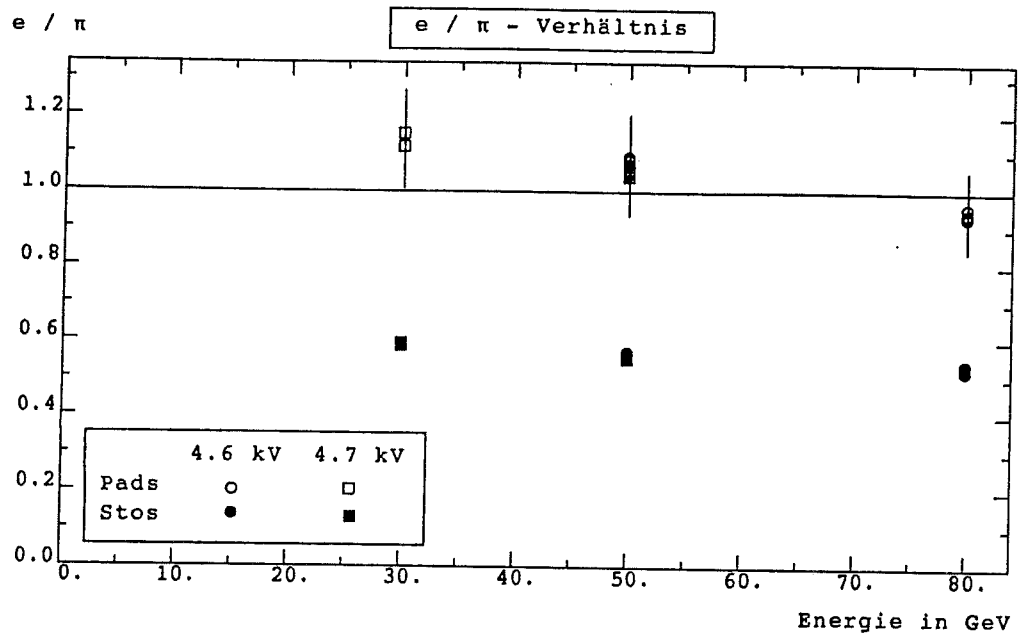


Abb. 4.33 : Das e/π -Verhältnis für die digitale und die analoge Auslese

Man sieht sehr deutlich die wesentlich größere Sättigung des digitalen Elektronensignals auf Grund der eindimensionalen digitalen Auslese. Ein Abfall des e/π -Verhältnisses bei größeren Energien ist bei beiden Auslesearten zu erkennen, wenn er auch bei der analogen Auslese stärker ausgeprägt ist. Dies könnte ein weiterer Hinweis auf Sättigungseffekte bei den Streamertubes sein, die schon in Kap. 4.2.6 angesprochen wurden.

Die Energieauflösung des analogen Elektronensignals wird mit der der Pionen in Abb. 4.34 verglichen.

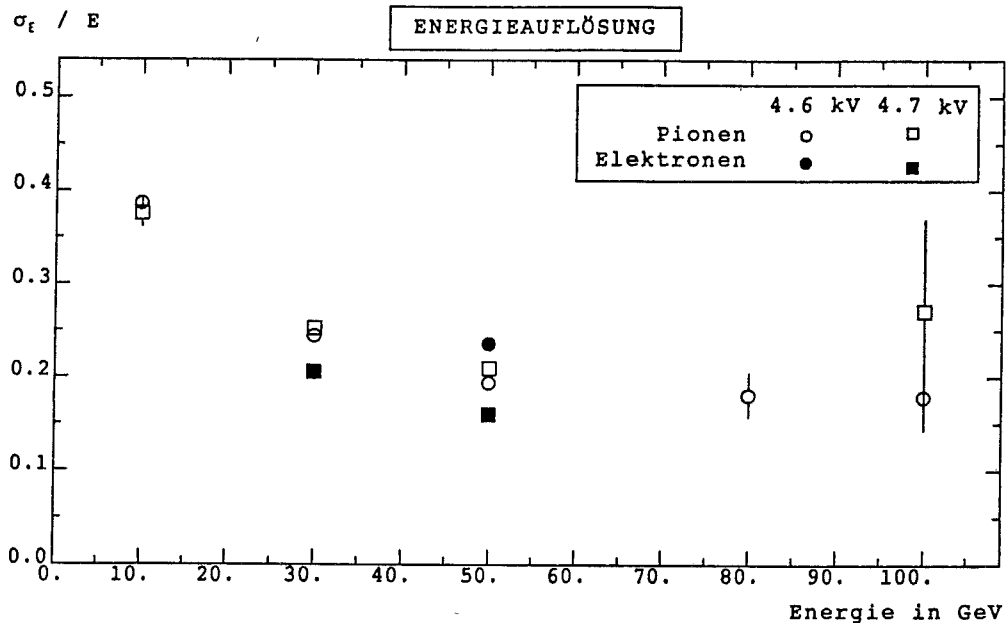


Abb. 4.34 : Energieauflösung des analogen Pion- und Elektronsignals mit Hilfe der Formel (*) berechnet

Man stellt leichte Unterschiede zwischen den beiden Hochspannungen fest, da bei 4.6 kV die Auflösung des Elektronsignals über dem der Pionen liegt, während bei 4.7 kV die Energieauflösung für Elektronen bei etwas mehr als $110\%/\sqrt{E}$ und damit unter dem entsprechenden Werten für Pionen liegt, wenn nicht nur Ereignisse ohne Leakage selektiert werden.

4.2.9 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der analogen Auslese

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der analogen Auslese wurden wieder die Myonen benutzt. Mit Hilfe des Stossystems wurde die Spur der Myonen rekonstruiert und so das jeweils getroffene Pad bestimmt. Die Pulshöhe dieses Pads wurde in ein Histogramm gefüllt und die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Vergleich der Zahl der Ereignisse, die eine Pulshöhe von 5 oder weniger ADC-Kanäle aufwiesen (s. Kap. 4.2, Abb. 4.18), mit der Zahl aller Ereignisse bestimmt. Abb. 4.35 zeigt ein typisches Spektrum.

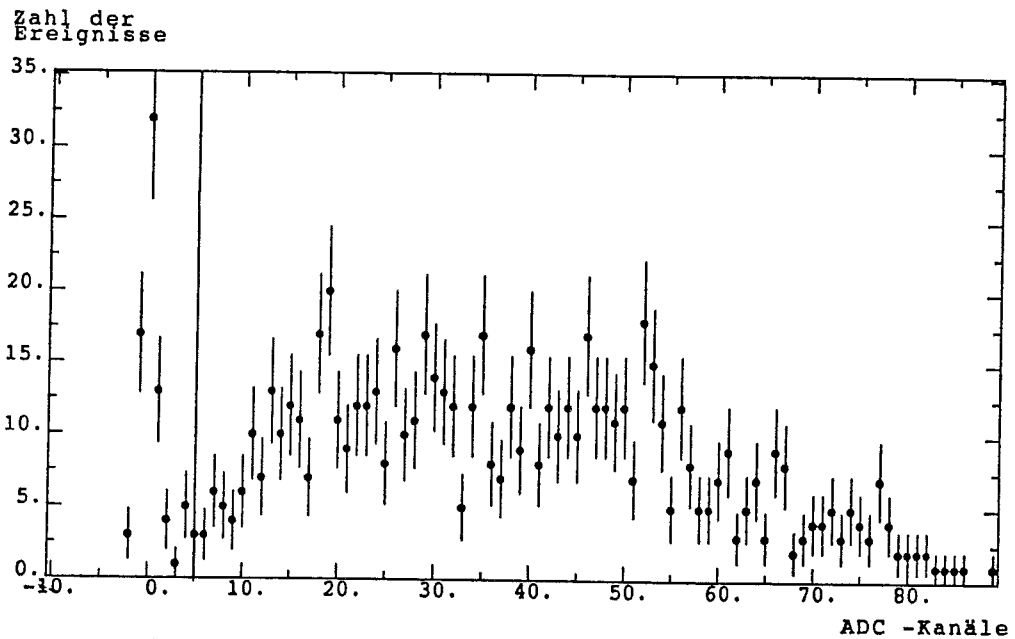


Abb. 4.35 : Beispiel eines Spektrum, das zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit genutzt wurde

In Tabelle 4.8 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Energien und Hochspannungen eingetragen:

| Energie [GeV] | 4.6 kV | 4.7 kV |
|------------------|-------------|-------------|
| 10 | (89.1±1.1)% | (91.5±1.0)% |
| 30 | (87.7±1.1)% | (91.0±0.7)% |
| 50 | (88.9±1.0)% | (91.0±0.9)% |
| 80 | (90.3±1.1)% | — |
| 100 | (89.8±2.3)% | (94.5±1.6)% |

Tab 4.8: Nachweiswahrscheinlichkeit der analogen Auslese, die für verschiedene Energien und Hochspannungen berechnet wurde

Insgesamt ergibt sich hiermit eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(89.0 \pm 0.5)\%$ bei 4.6 kV und $(91.4 \pm 0.5)\%$ bei 4.7 kV für die analoge Auslese. Man erwartet eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 90 %, da die Stege zwischen den

einzelnen Kanälen 1 mm dick sind und somit in rund 10 % des Kanalvolumens Teilchen nicht nachgewiesen werden können. Die wirkliche Nachweiswahrscheinlichkeit der analogen Auslese ist wahrscheinlich etwas schlechter als angegeben, da Myonen, deren Spuren z.B. in vielen Lagen durch die Stege verlaufen, nur wenige Strips setzen. Deswegen werden diese Ereignisse bei der Geradenanpassung verworfen und gehen nicht bei der Berechnung ein. Mit Hilfe eines ähnlichen Verfahrens wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit der digitalen Auslese bestimmt [H1COL12/87]. Bei 4.6 kV beträgt sie $(90.3 \pm 0.1)\%$ für die parallelen Strips pro Lage und $(82.6 \pm 0.5)\%$ für die senkrechten Strips pro Lage. Bei einer Hochspannung von 4.7 kV erhält man $(92.2 \pm 0.1)\%$ für die parallelen Strips pro Lage und $(86.0 \pm 1.3)\%$ für die senkrechten Strips pro Lage. Den Unterschied zwischen der Nachweiswahrscheinlichkeit der parallelen und der senkrechten Strips kann man durch die breitere und flachere Ladungsverteilung im Falle der senkrechten Strips erklären, da die Ladung, die auf einem Strip registriert wird, in diesem Falle eher unter die gewählte Schwelle sinken kann.

4.2.10 Rateneffekte

Ein weiterer äußerer Parameter, der auf die Pulshöhe Einfluß haben könnte, ist die Rate, mit der die Primärteilchen auf den Detektor auftreffen. Bei einer sehr hohen Rate kann die Pulshöhe auf Grund von Sättigungseffekten absinken. Dabei spielt z.B. die Totzeit nach einem Streamer eine Rolle.

Die Rate wurde indirekt über die Zahl der registrierten Ereignisse pro Burst festgestellt. Diese Rate schwankte von 71.88 ± 0.54 Ereignissen pro Burst bis zu 374.8 ± 2.16 Ereignissen pro Burst. Um Rateneffekte zu studieren, reicht es nicht aus, die Pulshöhen verschiedener Datensätze miteinander zu vergleichen, da man die Schwankungen und den Einfluß anderer äußerer Parameter nicht von den Rateneffekten trennen kann.

Bei einem Datensatz - es handelt sich um eine Messung bei 30 GeV und einer Hochspannung von 4.7 kV - ergab sich jedoch folgende Verteilung der Zahl der Ereignisse pro Burst:

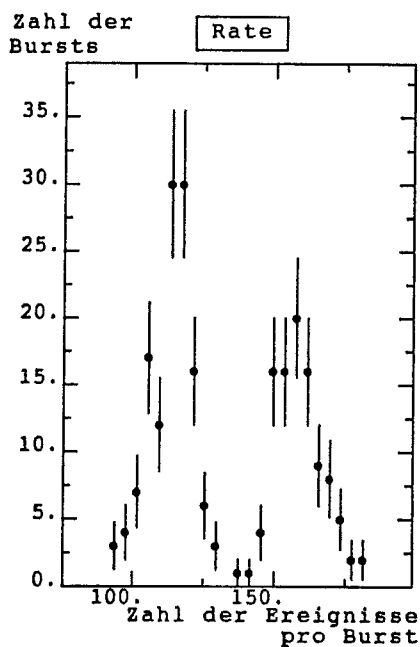


Abb. 4.36 : Verteilung der registrierten Ereignisse pro Burst

Während der Messung des Datensatzes ist die Rate durch Veränderung eines Kollimators von etwa 350 Hz auf rund 500 Hz verstellt worden. In dem folgenden Diagramm (Abb. 4.37) ist die Zahl der Ereignisse pro Burst gegen die Nummer des Bursts innerhalb des Datensatzes, d.h. indirekt gegen die Zeit aufgetragen.

registrierte Ereignisse pro Burst

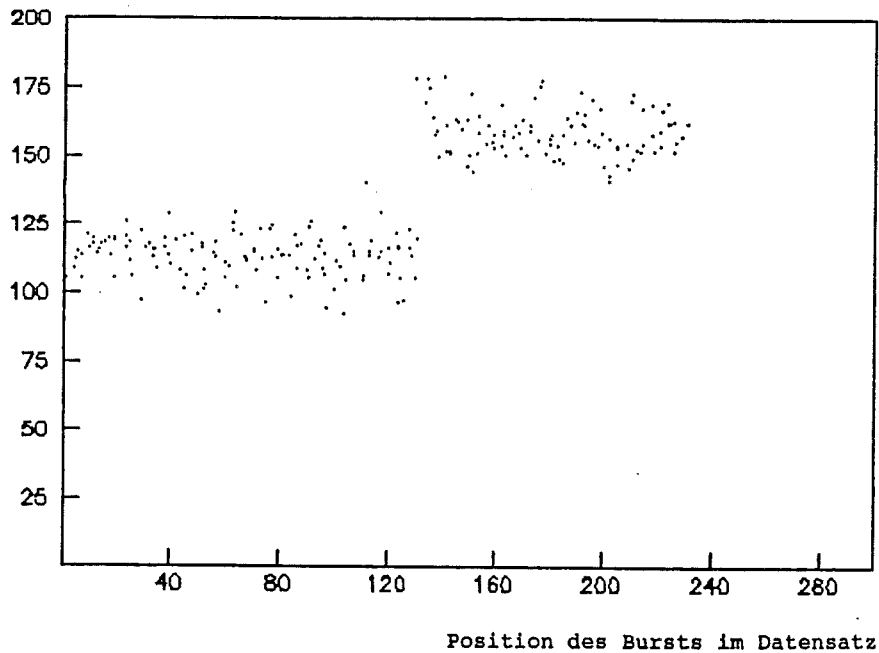
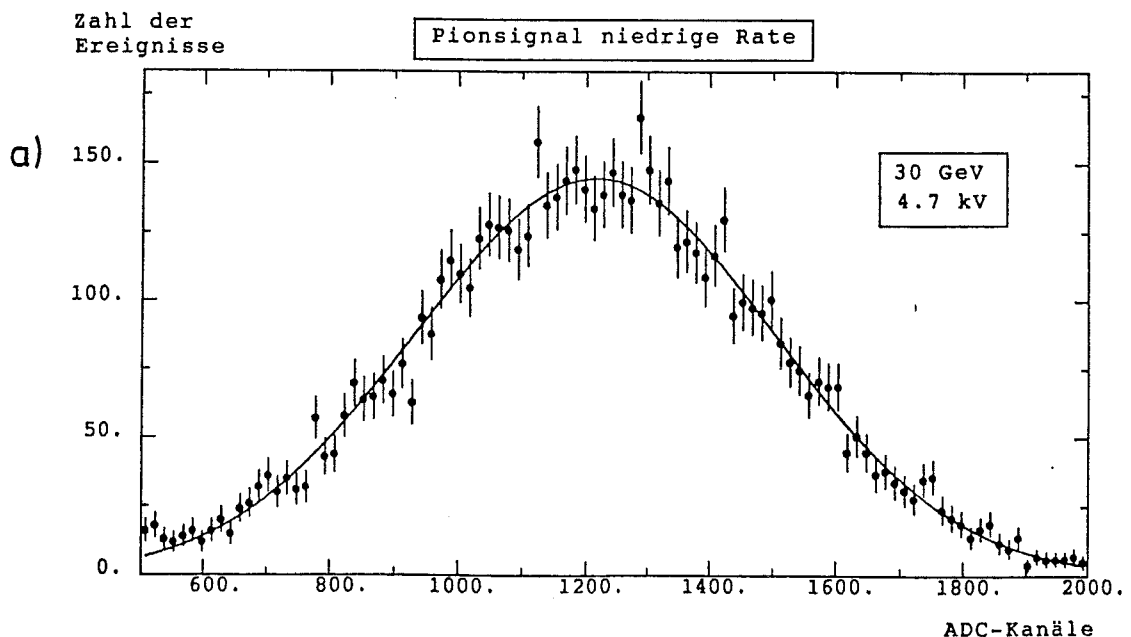


Abb. 4.37 : Zahl der registrierten Ereignisse pro Burst als Funktion der Nummer des Bursts im Datensatz

Mit Hilfe dieses Diagrammes kann man genau feststellen, wann der Kollimator geöffnet wurde. Der Vergleich der Pulshöhen der beiden Teile des Datensatzes sollte Rückschlüsse auf Rateneffekte zulassen, da sich die anderen äußeren Parameter (Gaszusammensetzung, Druck, usw.) nur wenig in der kurzen Zeit geändert haben sollten.



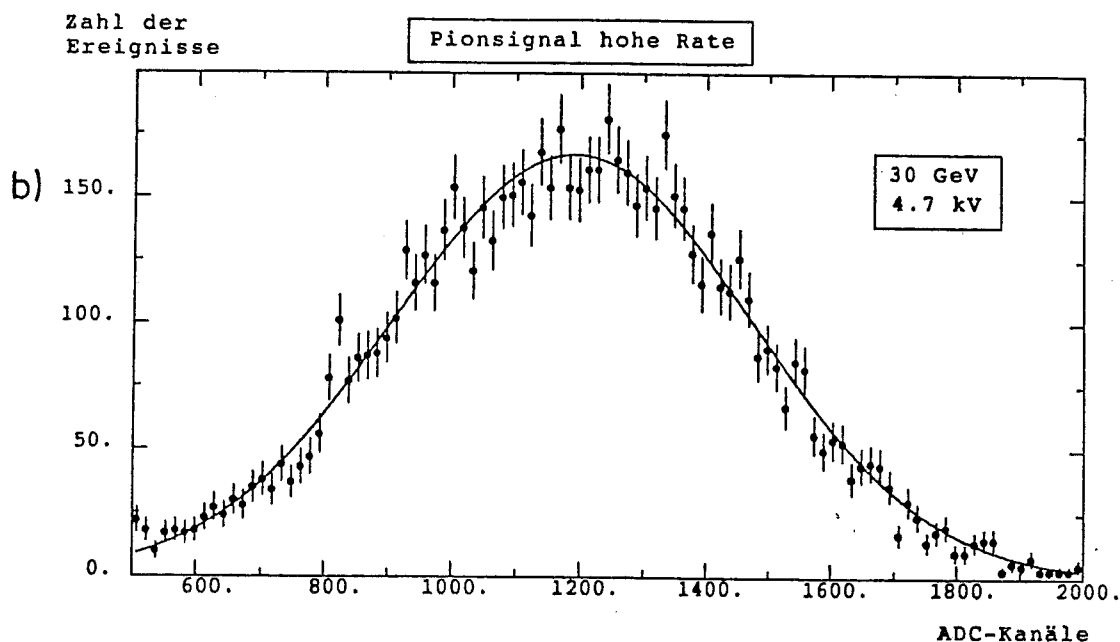


Abb. 4.38 : Analogen Pionspektren bei a) niedriger Rate
b) hoher Rate

Der Mittelwert der ersten Hälfte des Datensatzes, d.h. des Teils mit der kleineren Rate, liegt bei 1218 ± 4.3 ADC-Kanälen, für den Teil mit der höheren Rate erhält man dagegen 1190 ± 3.8 ADC-Kanäle. Der Unterschied zwischen den Mittelwerten der beiden Teile ist also deutlich. Für den gesamten Datensatz liegt der Mittelwert bei 1205 ± 2.7 ADC-Kanälen.

Dies bedeutet, daß der Effekt zwar nicht sehr groß ist, man aber die Daten auch auf Rateneffekte korrigieren sollte. Da die Ereignisse, die zur Korrektur auf Gasschwankungen benutzt wurden, nicht speziell zu diesem Zweck gemessen worden sind, sondern aus der Gesamtheit der Daten selektiert wurden, müssen auch sie durch Ratenänderungen beeinflusst worden sein. Es liegt nahe zu vermuten, daß bei der Korrektur auf Gasschwankungen auch implizit die Rateneffekte korrigiert werden. Um dies nachzuprüfen, wurde eine Gaskalibration für beide Teile des Datensatzes getrennt vorgenommen. Für den ersten Teil erhält man einen Korrekturfaktor von 0.911 ± 0.064 , der Faktor für den zweiten Teil beträgt 0.938 ± 0.066 . Vergleich man nun die mit Hilfe dieser Faktoren korrigierten Werte, 1110 ± 78 ADC-Kanäle für den

ersten Teil bzw. 1116 ± 78 ADC-Kanäle für den zweiten Teil, bei dem die höhere Rate auftrat, sieht man, daß die Werte sehr nahe zusammenliegen. Damit ist gezeigt, daß sowohl Gas- als auch Ratenschwankungen durch die gleiche Methode korrigiert werden können.

| Rate | unkorr. Pionsign. [ADC-Kan.] | korr. Pionsign. [ADC-Kan.] | Korrekturfaktor |
|-------|---------------------------------|-------------------------------|-------------------|
| klein | 1218 ± 4.3 | 1110 ± 78 | 0.911 ± 0.064 |
| groß | 1190 ± 3.8 | 1116 ± 78 | 0.938 ± 0.066 |

Tab. 4.9 : Daten zur Ratenabhängigkeit

Als nächstes stellte sich die Frage, ob man bei einer hohen Rate auch ein Absinken der Pulshöhe innerhalb eines Bursts beobachtet, d.h. ob die Streamertubes während eines Bursts sättigen. Dazu wurde das Pionsignal gegen die Position des Ereignisses innerhalb des Bursts aufgetragen. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.39. Man erkennt keine Unterschiede in der Verteilung.

Pionsignal [ADC-Kan.]

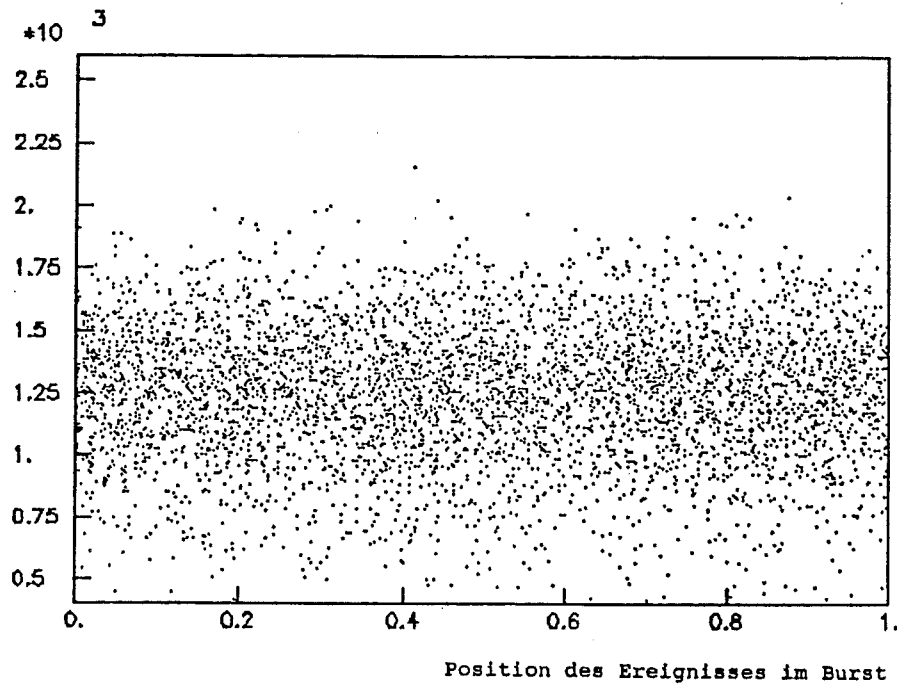


Abb. 4.39 : Pionsignal als Funktion der Position des Ereignisses im Burst

Um dies zu verifizieren, wurde das Signal der Pionen aus dem ersten Fünftel des Bursts, aus dem zweiten Fünftel usw. aufgetragen und eine Gaußverteilung angepaßt. Abb 4.40 zeigt das Ergebnis:

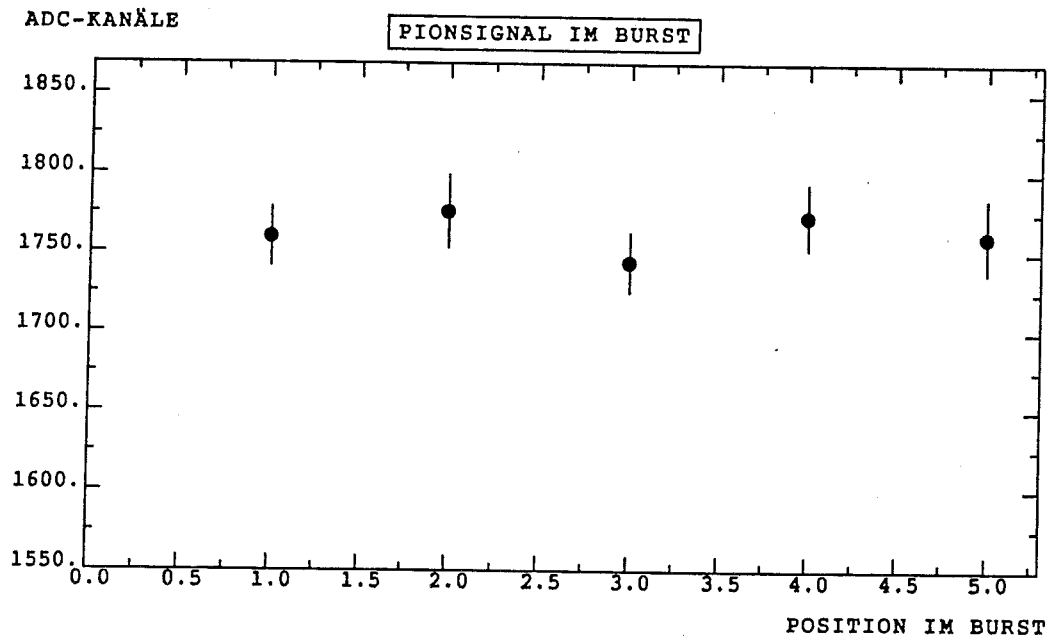


Abb. 4.40 : Mittelwert des Pionsignals als Funktion der Position des Signals im Burst

Innerhalb der Fehler ist das Signal konstant, d.h. auch bei einer hohen Rate konnte kein Absinken der Pulshöhe zum Ende des Bursts festgestellt werden.

4.3 Leakage

Die Linearität des Signals wird durch verschiedene Größen beeinflusst: zunächst können die Streamertubes selbst in Sättigung gehen, dann kann die Ausleseelektronik Einfluß auf das Signal nehmen. Beispiele sind die eindimensionale Auslese der Strips oder Sättigung der ADCs. Eine weitere Größe, die schon in Kap. 4.2.7 erwähnt wurde, ist das Leakage. Die Pulshöhe sinkt, wenn bei gleicher Energie das Leakage steigt. Die Größe des Leakage soll im folgenden abgeschätzt werden.

4.3.1 Abschätzung des Leakage

Das Schauerprofil wurde bei den verschiedenen Energien und Hochspannungen mit Hilfe der z-Lagen des Stossystems gemessen. In Abb. 4.41 sieht man das dreidimensionale Schauerprofil von Pionen bei einer Energie von 30 GeV und einer Hochspannung von 4.7 kV und das Schauerprofil von Elektronen unter gleichen Bedingungen.

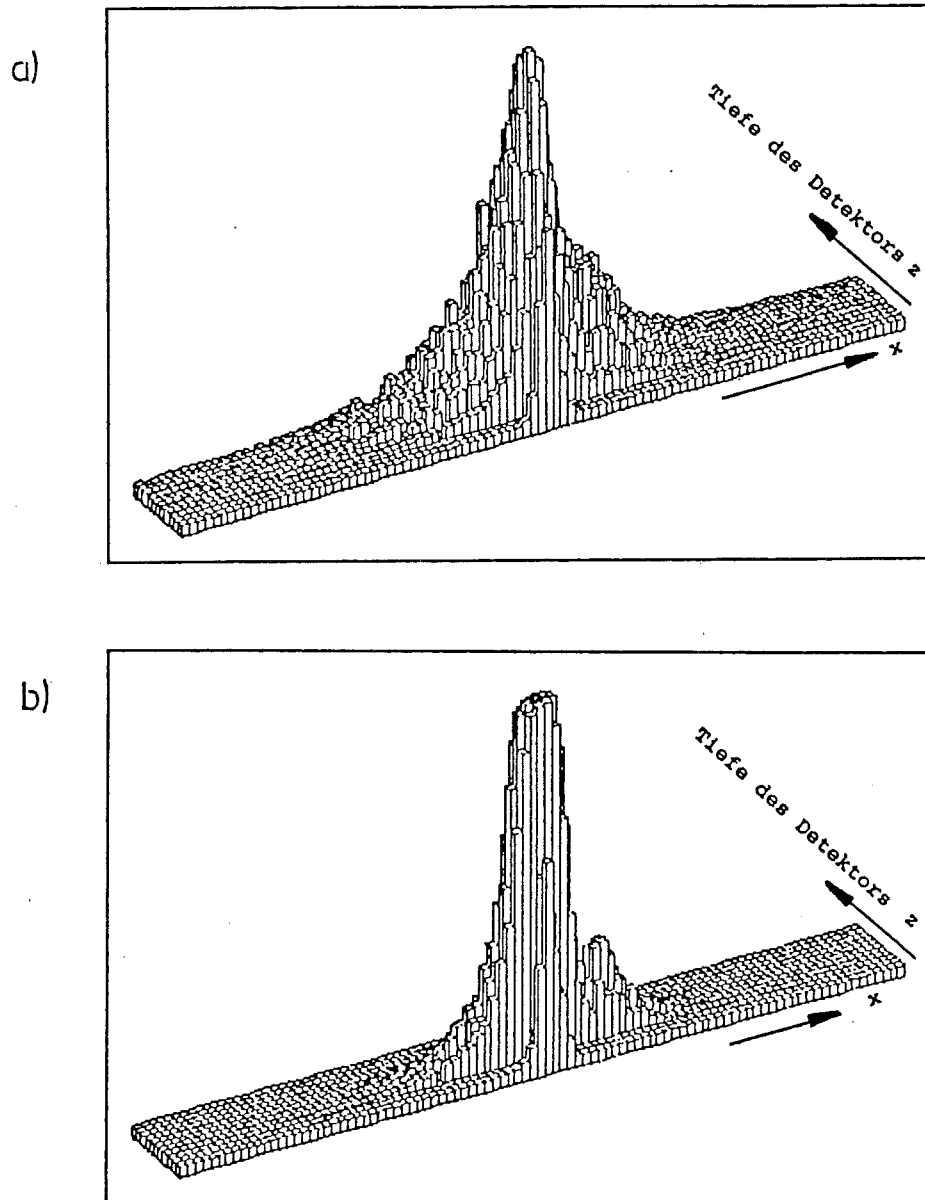
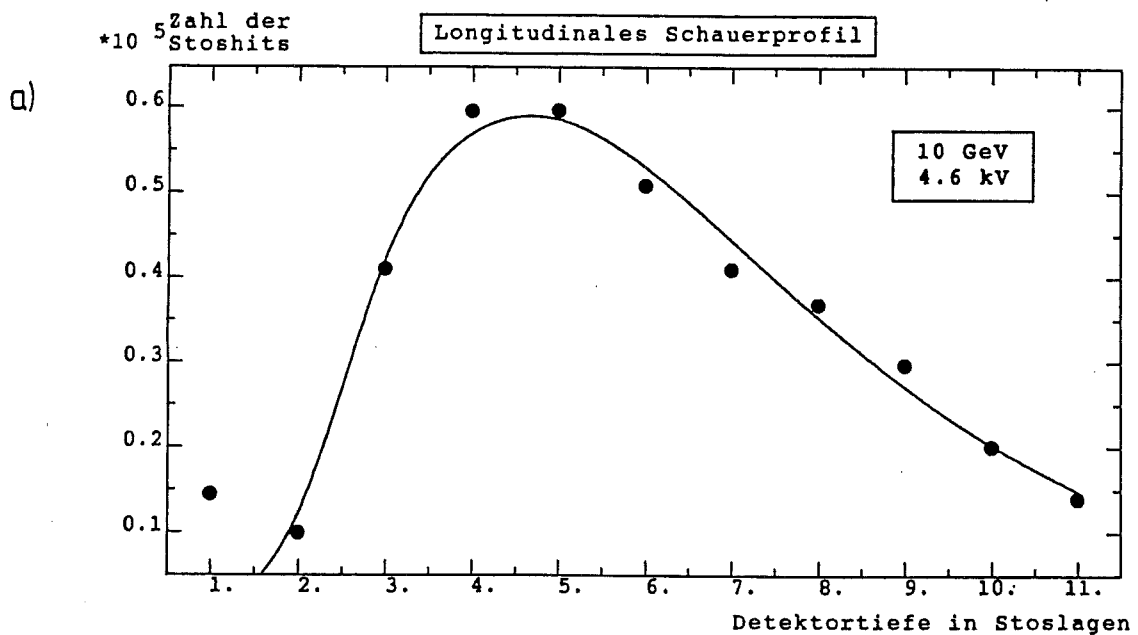


Abb. 4.41 : Dreidimensionales Schauerprofil a) von Pionen und b) von Elektronen

Wie erwartet ist der elektromagnetische Schauer der Elektronen räumlich wesentlich kompakter als der hadronische Schauer der Pionen und man kann davon ausgehen, daß die Elektronen vollständig absorbiert werden. Bei den Pionen dagegen wird das Maximum des Schauers weiter hinten im Kalorimeter erreicht und ein Teil des Schauers entweicht aus dem Kalorimeter.

Deutlicher ist dieses Verhalten in einer Projektion des Schauerprofils sehen, in der die Zahl der gesetzten z-Strips in einer Lage gegen die Tiefe der Position der Streamertubelage im Detektor aufgetragen wird. Abb. 4.42 zeigt das longitudinale Schauerprofil von Pionen bei 10, 50 und 100 GeV und einer Hochspannung von 4.6 kV.



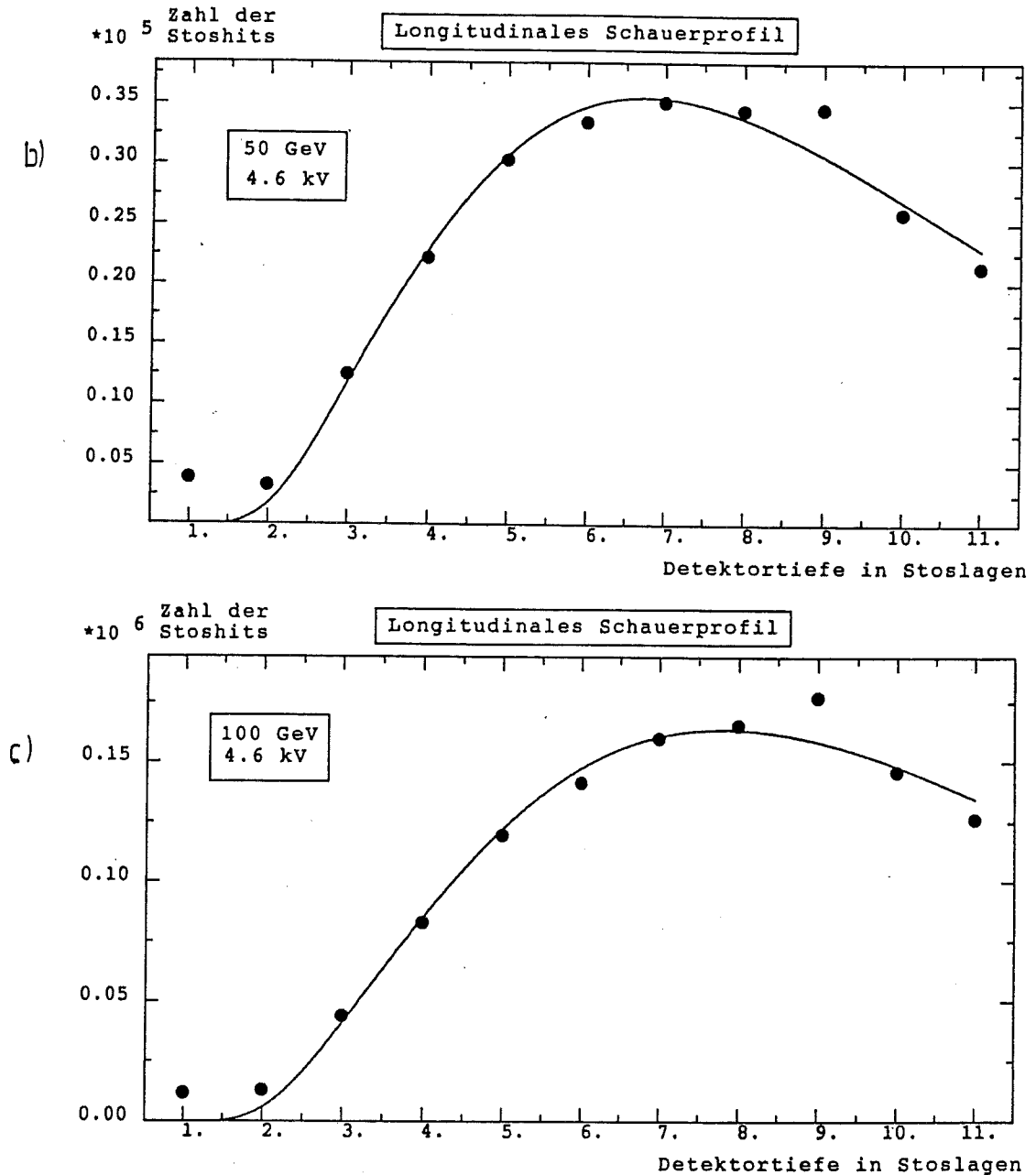


Abb. 4.43 : Longitudinales Schauerprofil von Pionen
 a) bei 10 GeV, 4.6 kV
 b) bei 50 GeV, 4.6 kV
 c) bei 100 GeV, 4.6 kV

Bei 10 GeV kann man davon ausgehen, daß der Schauer fast vollständig absorbiert wird. Bei den höheren Energien ist das Leakage deutlich sichtbar. Man erkennt außerdem, wie sich das Schauermaximum weiter zum Ende des Kalorimeters verschiebt je höher die Energie ist. Die ersten beiden Punkte in Abb. 4.42 sind die Werte der ersten beiden

Stoslagen (vgl. Tab. 3.1), die sich vor der ersten Eisenlage befinden. Der zweite Punkt liegt niedriger als der erste, da in der zweiten Lage ein Profil in der Mitte der Lage defekt war (Kap. 3.2), so daß weniger gesetzte Strips als in der ersten Lage registriert wurden.

Die Funktion $N_{stos} = Nt a e^{-bt}$

wurde an die Punkte angepaßt. N ist die Normierung, a und b sind freie Parameter und t steht für die Tiefe des Detektors in Absorptionslängen. Bei der Anpassung wurden die ersten beiden Punkte d.h. die ersten beiden Lagen nicht berücksichtigt. Das Material vor dem Detektor wurde mit 0.2 Absorptionslängen in die Rechnung einbezogen.

Zur Abschätzung des Leakage wurde die Funktion zum einen von Null bis Unendlich integriert, d.h. von dem Punkt, an dem der Schauer beginnt, bis zu dem Punkt, an dem er vollständig absorbiert wurde. Die zweite Integration wurde in dem Grenzen von Null bis 4.1 bzw. 4.6 Absorptionslängen durchgeführt. Man erhält damit ein Maß für den Teil des Schauers, der bis zur letzten Streamertubelage absorbiert wurde, die mit Strips (Lage 12, vgl. Tab. 3.1) bzw. Pads (Lage 13, vgl. Tab. 3.1) ausgelesen wird. Die Größe des Leakage kann mit Hilfe der Differenz der beiden Integrale abgeschätzt werden. In Abb. 4.43 ist das Leakage in Prozent gegen die Energie aufgetragen, dabei wird zwischen den beiden Auslesearten und den beiden Hochspannungen differenziert. Es sollte keinen großen Unterschied zwischen den beiden Hochspannungen geben. Die Differenz zwischen den Auslesearten beruht auf der Tatsache, daß sich hinter der letzten Eisenplatte nur noch eine Streamertubelage befindet, die analog ausgelesen wird (Tab. 3.1).

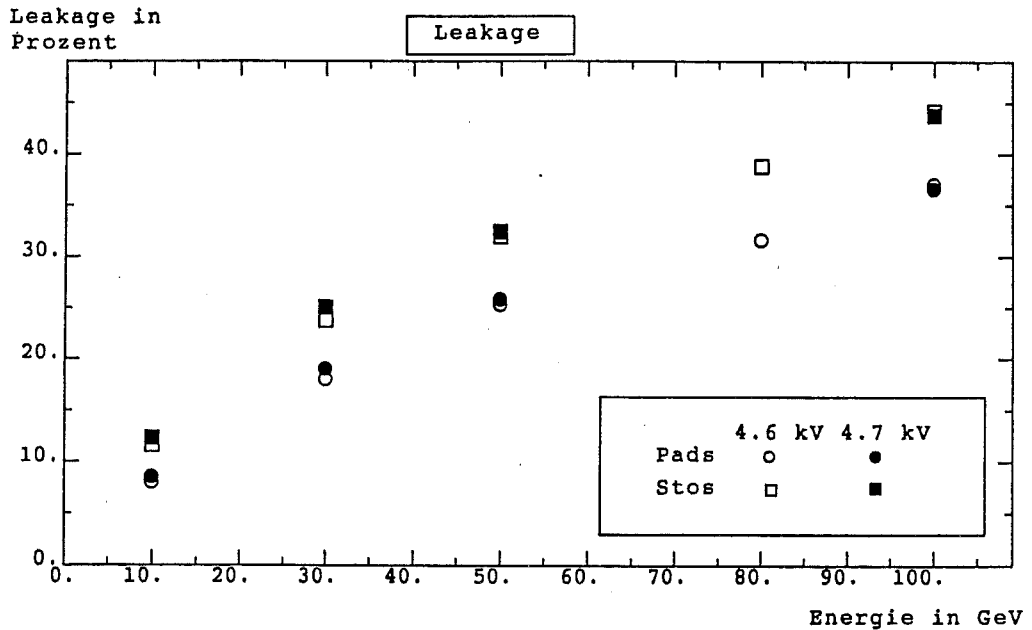


Abb. 4.43 : Obere Grenze des Leakage, mit Hilfe Multiplizität der z-Strips abgeschätzt

Das Leakage beträgt bei 10 GeV schon rund 10% und steigt bis auf etwa 40% bei 100 GeV an. Man erwartet daher, daß das Signal des Kalorimeters sich stark nichtlinear verhält, wie z.B. das digitale Signal. Das analoge Signal dagegen ist bis etwa 80 GeV linear, d.h. man findet keinen deutlichen Hinweis auf Leakage. Diese Beobachtungen - Leakage, das mit wachsender Energie von 10 % auf 40 % steigt und ein lineares, analoges Signal - kann man wahrscheinlich durch Sättigungseffekte des Stossystems erklären. Betrachtet man die Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils, so fällt auf, daß die Parametrisierung im Bereich des Maximums relativ flach verläuft. Wenn man davon ausgeht, daß die Meßpunkte um das Schauermaximum auf Grund der Sättigungseffekte des Stossystems zu niedrig liegen, ergeben sich folgende Schlußfolgerungen:

- a) die Fläche unter dem Maximum ist größer und
- b) der Abfall nach dem Maximum ist steiler als berechnet.

Beides führt dazu, daß die mit Hilfe des longitudinalen Schauerprofils der z-Strips berechneten Werte des Leakage zu hoch sind. Man kann daher die angegebenen Werte nur als obere Grenze ansehen. Je höher die Energie ist, desto stärker geht das Stossystem in die Sättigung, so daß auch das Leakage immer mehr überschätzt wird. Sehr wahrscheinlich steigt der Wert des Leakage ab etwa 30 GeV nicht so stark an, wie es in Abb. 4.43 angegeben wird, was auch mit dem Verlauf der Linearitätskurve des analogen Signals übereinstimmen würde. Dies würde bedeuten, daß die Nicht-linearitäten des digitalen Signals hauptsächlich durch die eindimensionale Auslese verursacht werden.

Eine untere Grenze für das Leakage erhält man durch Vergleich der Pulshöhe des analogen Signals der unselektierten Pionen mit der Pulshöhe des analogen Signals der vollständig absorbierten Pionen. Die Werte sind in Tabelle 4.10 angegeben. Dabei zeigt sich, daß zumindest bei einer Energie von 80 GeV bei den vollständig absorbierten Pionen Sättigungseffekte auftreten.

| Energie | untere Grenze des Leakage in Prozent | |
|---------|--------------------------------------|------------|
| | bei 4.6 kV | bei 4.7 kV |
| 10 | (2.9±6.8)% | (3.8±9.5)% |
| 30 | (8.3±5.2)% | (8.7±4.0)% |
| 50 | (10.0±5.2)% | (8.8±4.5)% |
| 80 | (6.3±9.3)% | _____ |

Tab. 4.10 : Untere Grenze für das Leakage

4.3.2 Overflows der ADCs

Die benutzten ADCs waren 10-bit-ADCs mit 0.25 pC pro Kanal, d.h. ab einer maximalen Ladung von rund 260 pC können sie diese nicht mehr richtig digitalisieren, sondern geben nur noch den größten Kanalwert aus. Dieser Wert ist von ADC zu ADC unterschiedlich, da z.B. die Pedestal sich unterscheiden. Man möchte möglichst den ganzen Meßbereich eines ADCs ausnutzen, ohne daß er in die Sättigung geht. Im folgenden soll untersucht werden, ob und in welchem Maße die Linearität des analogen Signals von ADC-Overflows beeinflusst wird.

Dazu wurde für jede Energie das Spektrum jedes ADC-Kanals kontrolliert, ob Overflows auftraten. Bis 80 GeV traten keine auf. Bei 80 GeV stellt man bei dem Turm, der am häufigsten getroffen wird, einige wenige Overflows fest. Ein größeres Problem stellen die Overflows bei 100 GeV dar: bei 4.6 kV sind 6 Kanäle, bei 4.7 kV 8 Kanäle in unterschiedlichen Maße betroffen. Abb. 4.44 stellt ein typisches ADC-Spektrum eines solchen Kanals im logarithmischen Maßstab dar:

Zahl der Ereignisse

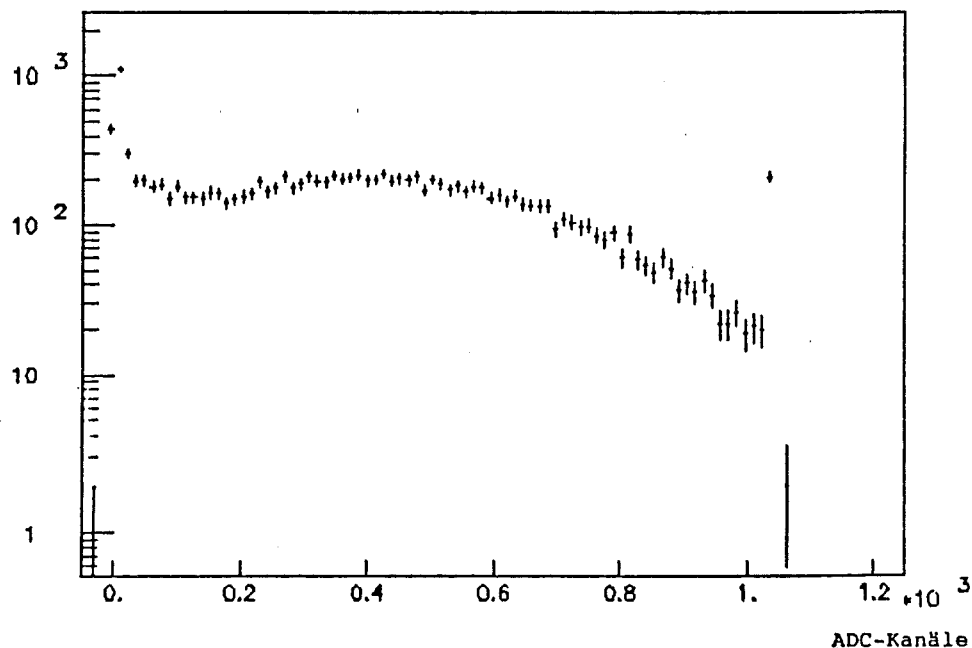


Abb. 4.44 : Logarithmisches ADC-Spektrum, das Overflows aufweist

Wie man sieht, fällt das Spektrum im oberen Bereich exponentiell ab. Der Mittelwert einer exponentiellen Verteilung $y = Ne^{-x}$ ist durch $1/\mu$ gegeben. Nimmt man also an, daß das Signal der Ereignisse, die als Overflows registriert wurden, auch exponentiell verteilt ist, dann fehlen im Mittel $1/\mu$ ADC-Kanäle pro Ereignis im Overflow. Den Wert von μ kann man auf zwei verschiedene Arten bestimmen: einmal aus der Steigung der Punkte vor dem Overflow und aus der Normierung, da bekannt ist, wie viele Ereignisse sich im Overflow befinden. Mit Hilfe dieser beiden Methoden wurde für jedes ADC-Spektrum, bei dem Overflows auftraten, μ auf zwei Weisen berechnet. Die Werte lagen zwar in der gleichen Größenordnung, unterschieden sich aber z.T. um einen Faktor 2. In der weiteren Rechnung wurde das arithmetische Mittel der beiden Werte benutzt, um zu berechnen, wieviel Prozent des Signals durch Overflows verloren gehen. Diese Angabe ist mit einem Fehler von etwa 50% behaftet.

Bei 80 GeV fallen die Overflows kaum in das Gewicht, das Signal ist um weniger als 1% zu niedrig.

Der Verlust durch Overflows beträgt bei 100 GeV und einer Hochspannung von 4.6 kV schon rund 3%, bei gleicher Energie und einer Spannung von 4.7 kV steigt er auf etwa 7%.

Die Abweichungen von der Linearität des analogen Signals bei 100 GeV liegt in der gleichen Größenordnung, so daß man sie durch Overflows erklären könnte und es somit auch bei der höchsten Energie keinen Hinweis auf Verluste gibt.

4.4 Crosstalk

In Kap. 2.1.2.6 wurde das Thema Crosstalk schon angesprochen. Die dort gemachten Aussagen können nur bei den Pads überprüft werden, da sie analog ausgelesen wurden. Für diese Untersuchung wurden wieder Myonen benutzt. Zunächst soll nachgeprüft werden, ob das Myonsignal abhängig von dem Auftreffort auf dem Pad ist.

Während der Messung wurden fast ausschließlich zwei Pads bzw. Türme von Myonen getroffen. In Abb. 4.45 ist der geometrische Aufbau skizziert.

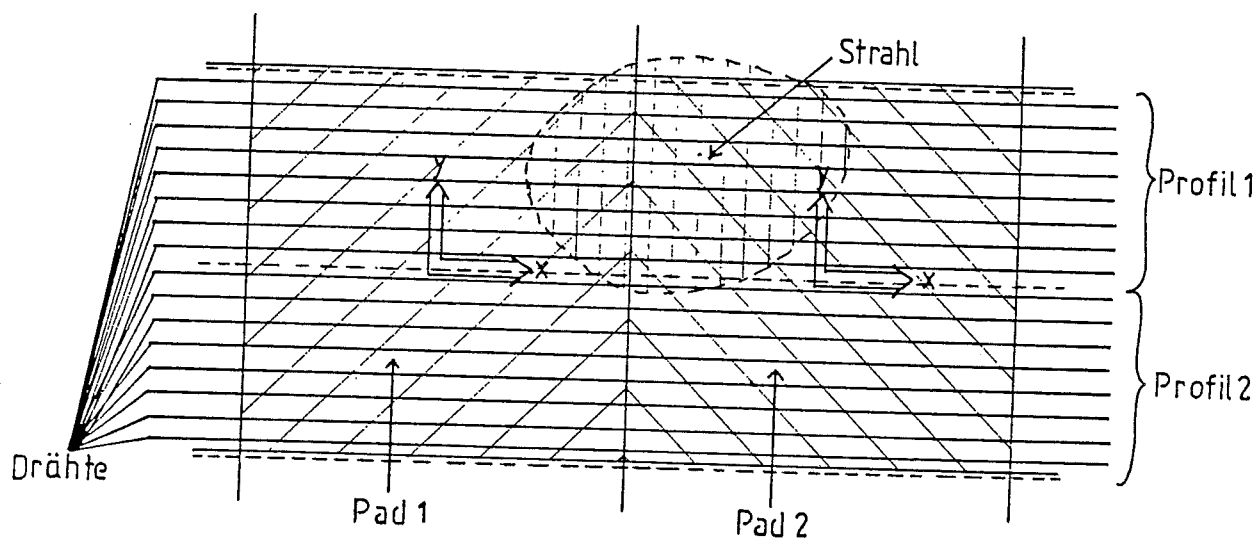


Abb. 4.45 : Auftreffort der Myonen auf das Kalorimeter

Die Position des Auftreffortes auf dem Pad wird durch ein Koordinatensystem festgelegt, das auf das jeweilige Pad beschränkt ist und dessen Ursprung sich in der Mitte des Pads befindet. Die x-Richtung verläuft parallel zu den Drähten, die y-Richtung senkrecht dazu, in Richtung der Stege und damit entlang der Profile.

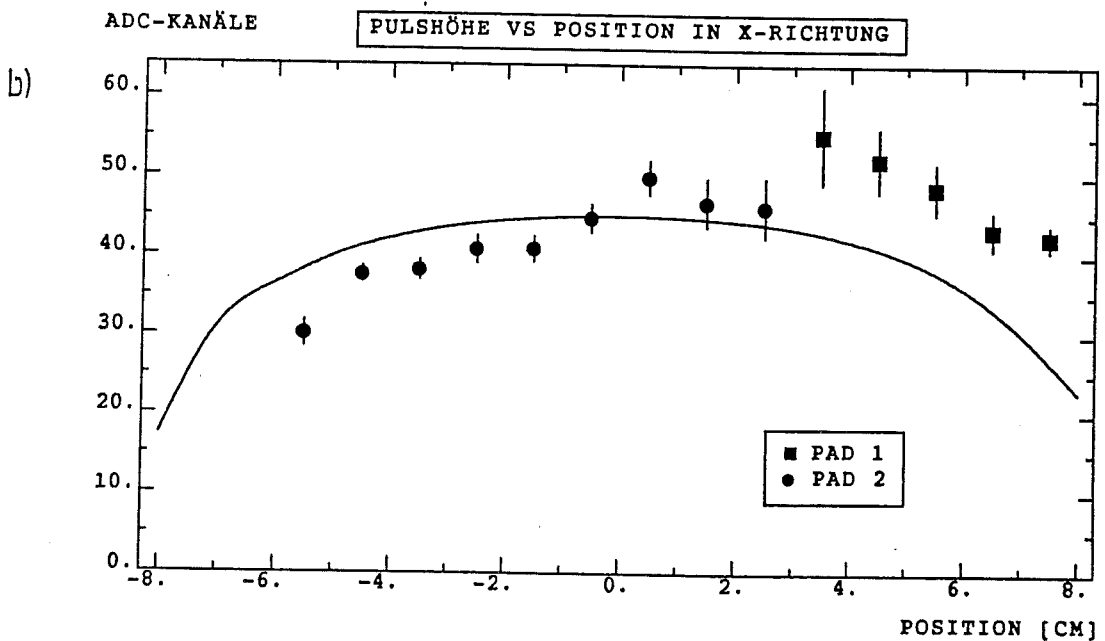
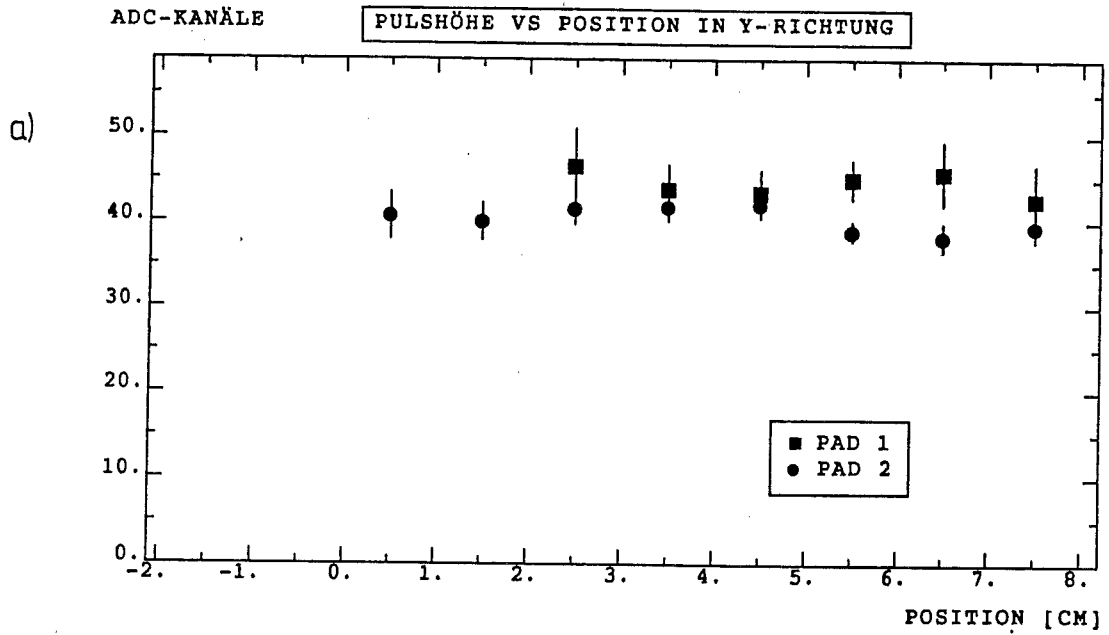


Abb. 4.46 : Pulshöhe eines Myons auf einem Pad als Funktion des Auftreffortes auf dem Pad

a) senkrecht zu den Anodendrähten (y-Richtung)

b) parallel zu den Anodendrähten (x-Richtung)

In Abb. 4.46 b ist eine Kurve eingezeichnet, die aus anderen Messungen gewonnen wurde.

In Abb. 4.46 ist die Pulshöhe gegen die Position in X-Richtung bzw. in y-Richtung aufgetragen. Pad 1 liefert immer

ein höheres Signal als Pad 2. Während das Signal nicht von der Position in y -Richtung abhängt, fällt es in x -Richtung zu den Rändern hin ab. Dieses Verhalten läßt sich durch die unterschiedlich breite Verteilung der induzierten Ladung auf der Graphitschicht erklären. In y -Richtung wird die Ausbreitung durch die Stege beschränkt, die Verteilung ist in Abb. 4.47 zu sehen.

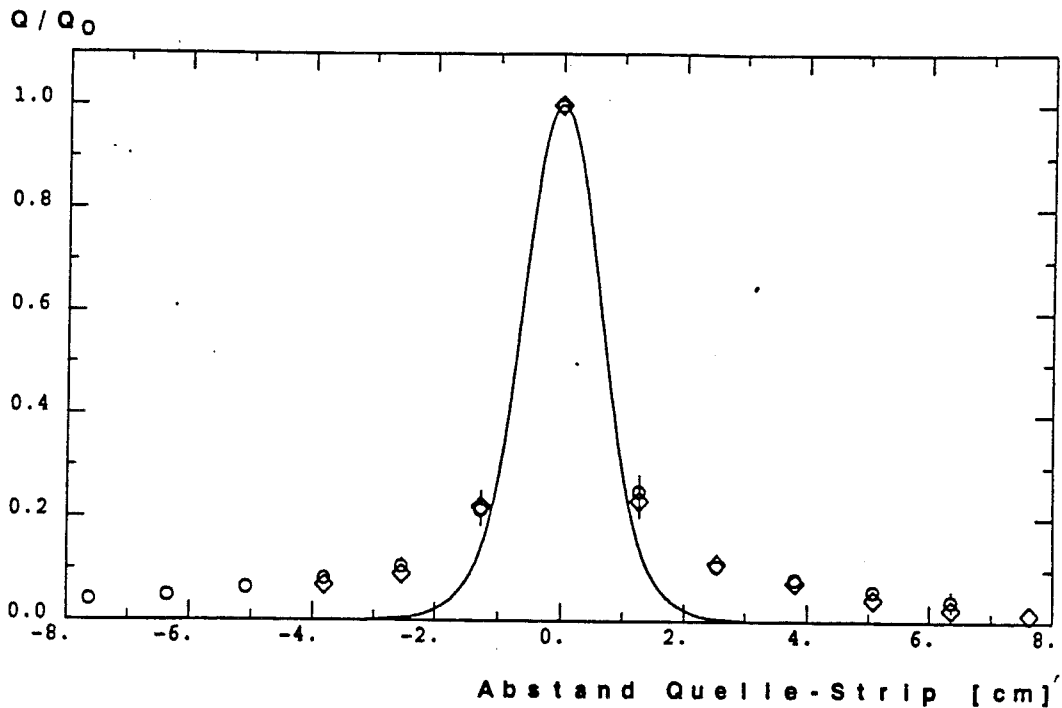


Abb. 4.47 [BRINK] : Induzierte Ladungsverteilung auf der graphitierten Unterseite eines Profils senkrecht zu den Anodendrähten

◇ : ohne Kathodendeckel

○ : mit 22 MOhm Kathodendeckel

In x -Richtung ist die Ausbreitung der induzierten Ladungen ungestört und die Verteilung dementsprechend breiter. Abb. 4.48 zeigt die Ladungsverteilung mit einer angepaßten Funktion.

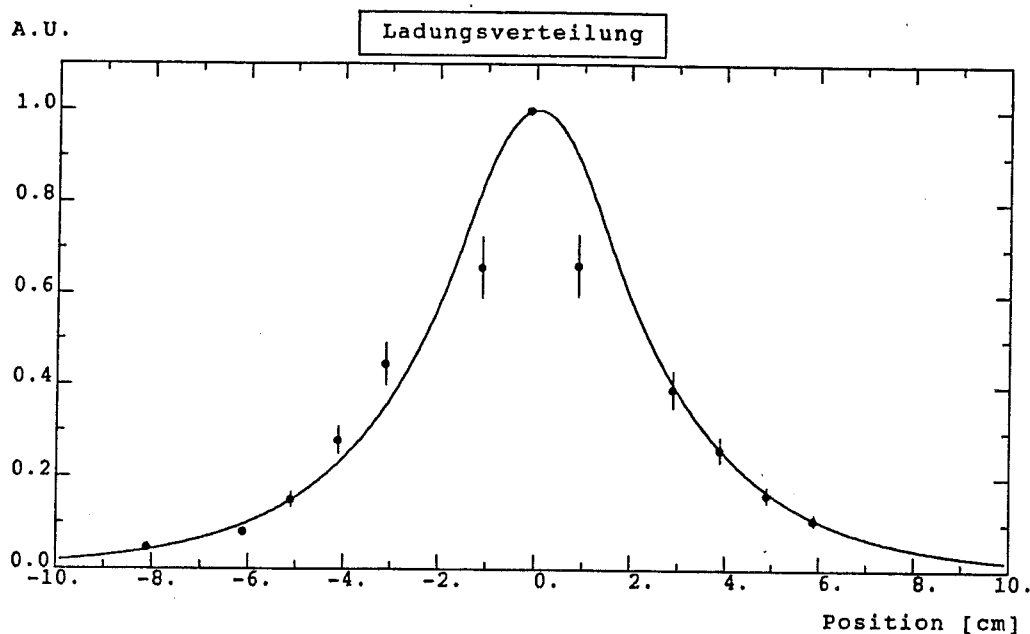


Abb. 4.48 [BRINK] : Induzierte Ladungsverteilung auf der graphitierten Unterseite eines Profils entlang der Anoden-drähte

Um nachzuprüfen, ob die Erklärung zutrifft, wurde durch Integration der Funktion in den entsprechenden Grenzen der Ladungsanteil, der auf dem Pads induziert wird, in Abhängigkeit vom Auftreffort des Myons auf dem Pad berechnet. Da nicht der absolute Wert des Integrals von Interesse ist, sondern das Verhältnis der einzelnen Werte zueinander, wurden die Werte mit einem Faktor so korrigiert, daß das Maximum bei 45 ADC-Kanälen liegt. Dies ermöglicht den Vergleich mit den Meßdaten, die berechnete Kurve ist in Abb. 4.46 b eingezeichnet. Im Rahmen der Fehler beschreibt die Kurve das Verhalten der Meßpunkte. Damit ist gezeigt, daß der positive Crosstalk durch die Ladungsausbreitung auf der Graphitschicht der Profile hervorgerufen wird.

Wenn man alle Pads, deren Signal über dem Rauschen liegt, addiert und dann das Signal wieder gegen die Position aufträgt, sollte die Verteilung flach sein, da eine breite Ladungsverteilung nur eine Verteilung des Signals auf mehrere Pads bedeutet. Abb. 4.49 zeigt beide Verteilungen.

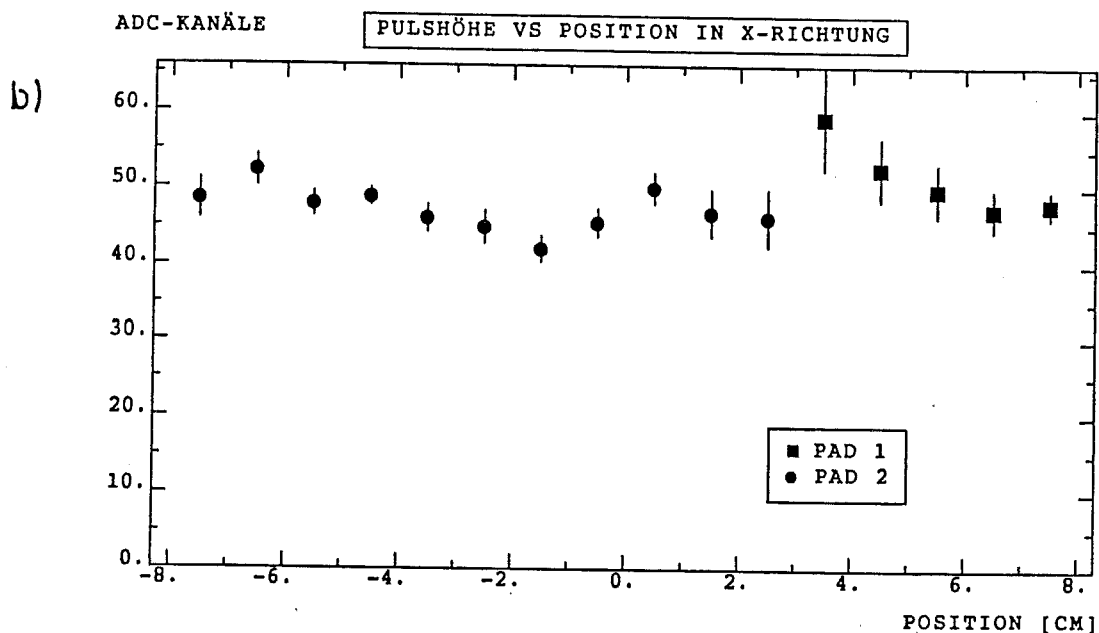
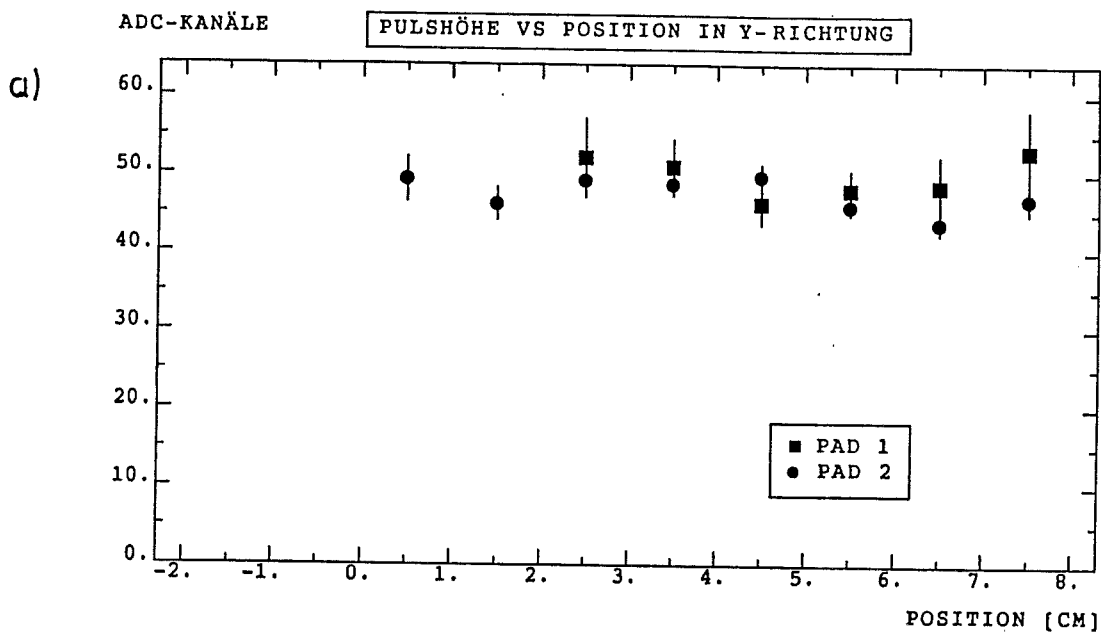


Abb. 4.49 : Aufsummiertes Myonsignal als Funktion des Auftreffortes auf dem Pad

- a) senkrecht zu den Anodendrähten (y-Richtung)
 b) parallel zu den Anodendrähten (x-Richtung)

Im Rahmen der Fehler ist das Signal, auf das jeweilige Pad bezogen, flach, was ein weiterer Beleg für die Richtigkeit der Erklärung ist.

Der negative Crosstalk macht sich auf den betrachteten Pads nicht bemerkbar, da die Pads zwei Profile fast vollständig abdecken, so daß jede Stelle der Pads einen gleich großen Betrag des vom negativen Crosstalk induzierten Signals "sieht". Der negative Crosstalk würde eine Abhängigkeit von der y-Position verursachen, wenn das Pad unterschiedliche Flächen verschiedener Profile abdecken würde.

Auf den Pads, die über einem getroffenen Profil liegen, aber nicht über dem erzeugten Streamer, müßte ein negatives Signal induziert werden. Abb. 4.50 zeigt die Signale der 6 Pads, die über ein und demselben Profil liegen. Dabei wird unterschieden, welches der beiden mittleren Pads getroffen wurde.

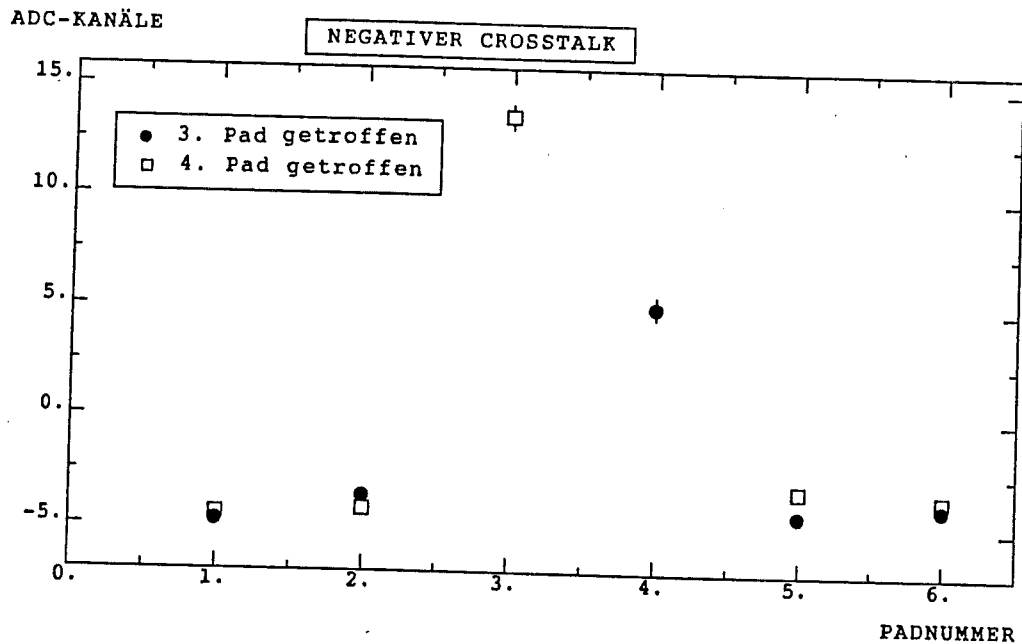


Abb. 4.50 : Messung des negative Crosstalks

Man sieht deutlich den positiven Crosstalk durch die Ladungsverteilung und das negative Signal der Pads, die weiter vom Streamer entfernt liegen. Wie das Modell des negativen Crosstalks vorhersagt, ist das negative Signal auf allen vier Pads etwa gleich groß (Kap. 2.1.2.6).

5. Zusammenfassung

Das magnetische Rückflußjoch des H1-Detektors wird von einer Eisenstruktur gebildet, die mit Streamertubes ausgerüstet werden soll, um hadronische Schauer und Myonen nachzuweisen. Ein Streamertube-Eisen-Testkalorimeter wurde gebaut und seine Eigenschaften mit einem Teilchenstrahl untersucht, der Pionen, Elektronen und Myonen im Energiebereich von 10 bis 100 GeV enthielt.

Zwei verschiedene Auslesesysteme konnten bei zwei Hochspannungen miteinander verglichen werden. Es wurde gezeigt, daß sich das digitale Stossystem stark nichtlinear verhält und nur bei kleinen Energien von etwa 10 GeV zur Energiemessung benutzt werden kann. Die Nichtlinearitäten werden durch die eindimensionale Auslese verursacht. Die Energieauflösung des digitalen Signals beträgt bei 10 GeV und einer Hochspannung von 4.7 kV $(118.9 \pm 4.5)\%/\sqrt{E}$. Die mittlere Zahl der Streifen, die ein Streamer auslöst, ist in Tab 5.1 angegeben.

| Hochspannung | z-Strips | ϕ -Strips |
|--------------|-------------------|-------------------|
| 4.6 kV | 1.111 ± 0.003 | 1.870 ± 0.014 |
| 4.7 kV | 1.270 ± 0.003 | 2.397 ± 0.016 |

Tab. 5.1 : Stripmultiplizität pro Myon

Die höhere Multiplizität der ϕ -Strips wird durch die Ausbreitung der induzierten Ladung auf der Graphitschicht der Profile verursacht.

Bei der analogen Auslese wird bei vollständig absorbierten Ereignissen und einer Hochspannung von 4.7 kV eine Energieauflösung von rund $110\%/\sqrt{E}$ erzielt. Ein Myon erzeugt bei einer Hochspannung von 4.6 kV eine Ladung, die 7.6 ± 0.8 ADC-Kanälen entspricht, bei 4.7 kV sind es 9.5 ± 0.9 ADC-Kanäle. Das analoge Signal ist bis etwa 80 GeV linear, bei 100 GeV führt u.a. Sättigung der ADCs zu einem Absinken des Signals.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der analogen Auslese beträgt $(89.0 \pm 0.5)\%$ bei 4.6 kV und $(91.4 \pm 0.5)\%$ bei 4.7 kV.

Bei der Untersuchung von Rateneffekten zeigte sich, daß die Pulshöhe bei einer Steigerung der Rate von rund 350 Hz auf etwa 500 Hz um 2% sank. Rateneffekte können - wie die Auswirkungen von Gasschwankungen - mit Hilfe des Myonsignals korrigiert werden.

Beim Vergleich der Messungen bei unterschiedlichen Hochspannungen (4.6 kV bzw. 4.7 kV) fällt die größere Pulshöhe bzw. höhere Stripmultiplizität bei einer Hochspannung von 4.7 kV auf. Es konnte kein wesentlicher Unterschied in der Linearität des Signals festgestellt werden. Die Energieauflösung zeigt unterschiedliches Verhalten: Vergleicht man z.B. die Messungen des analogen Pionsignals bei einer Energie von 10 GeV, erzielt man bei einer Hochspannung von 4.7 kV eine etwas bessere Energieauflösung. Selektiert man vollständig absorbierte Pionen, bleibt dieser Trend erhalten. Die Energieauflösung des originalen Pionsignals bei höheren Energien als 10 GeV liegt jedoch bei Messungen mit einer Hochspannung von 4.6 kV etwas unter dem Wert bei 4.7 kV. Bei einer Hochspannung von 4.7 kV erzielt man eine leicht höhere Nachweiswahrscheinlichkeit bei beiden Auslesearten.

Das Stossystem kann zur Teilchenidentifikation benutzt werden. In der vorliegenden Analyse diente es zur Identifikation der Elektronen, indem die unterschiedliche longitudinale Ausdehnung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern ausgenutzt wurde. Außerdem diente das Signal des Stossystems zur Unterdrückung des Myonuntergrundes bei der Analyse des analogen Pionsignals.

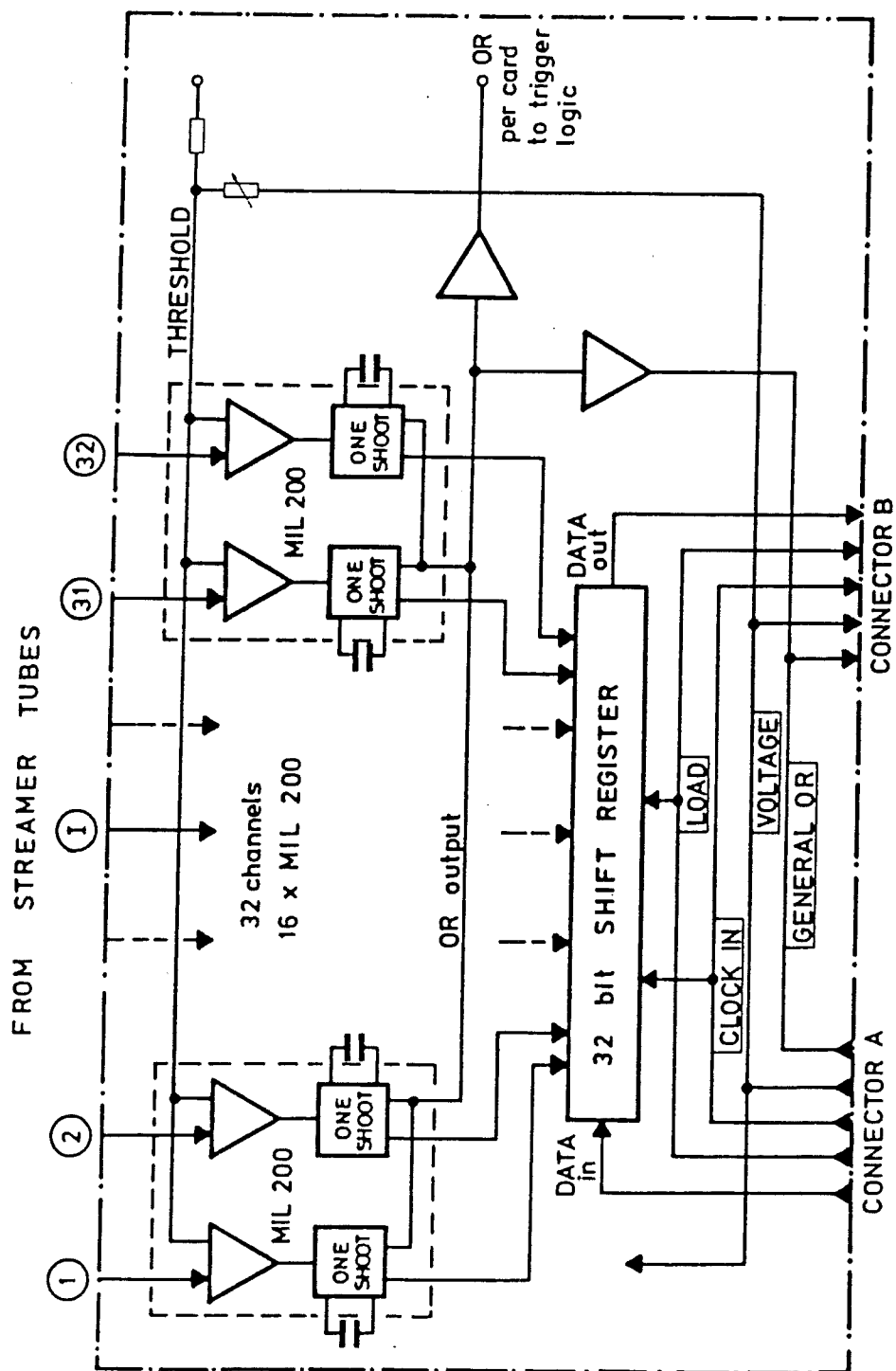
Das e/π -Verhältnis ist bei der digitalen Auslese auf Grund von Sättigungseffekten wesentlich kleiner als 1. Für die analoge Auslese liegt der Wert zunächst über 1, bei 80 GeV ist das e/π -Verhältnis unter 1 gesunken.

Die Energieauflösung der Elektronen liegt bis auf einen Meßpunkt, der bei einer Energie von 50 GeV und einer Hochspannung von 4.7 kV gemessen wurde, in der gleichen Größenordnung wie der Wert der Pionen, wenn man die digitale Auslese betrachtet. Bei der analogen Auslese zeigt sich ein Unterschied zwischen den beiden Hochspannungen: bei 4.6 kV ist die Energieauflösung der Elektronen etwas schlechter als die der Pionen, während bei einer Hochspannung von 4.7 kV die Energieauflösung der Elektronen unter der der Pionen liegt.

Die Abweichung von der Linearität des analogen Signals ab etwa 80 GeV konnte durch das Auftreten von Overflows bei den ADCs erklärt werden. Mit Hilfe des longitudinalen Schauerprofils der z-Strips wurde das Leakage nach oben abgeschätzt. Mit der benutzten Methode erhält man 10% Leakage bei 10 GeV, der Wert steigt auf 40% bei 100 GeV. Die großen Werte der oberen Grenze können wahrscheinlich durch Sättigungseffekte des Stossystems erklärt werden.

Sowohl negatives als auch positives Übersprechen wurde bei den Pads nachgewiesen und mit anderen Messungen verglichen. Das positive Übersprechen konnte mit der Ausbreitung der induzierten Ladung auf der Graphitschicht der Profile erklärt werden. Bei Addition der Signale mehrerer Pads wirkt sich das positive Übersprechen nicht auf die Pulshöhe aus.

Anhang A



MODEL 4200 STREAMER TUBE CARD

Abb. A.1 : Blockschaltbild der Auslesekarte des Stos-systems

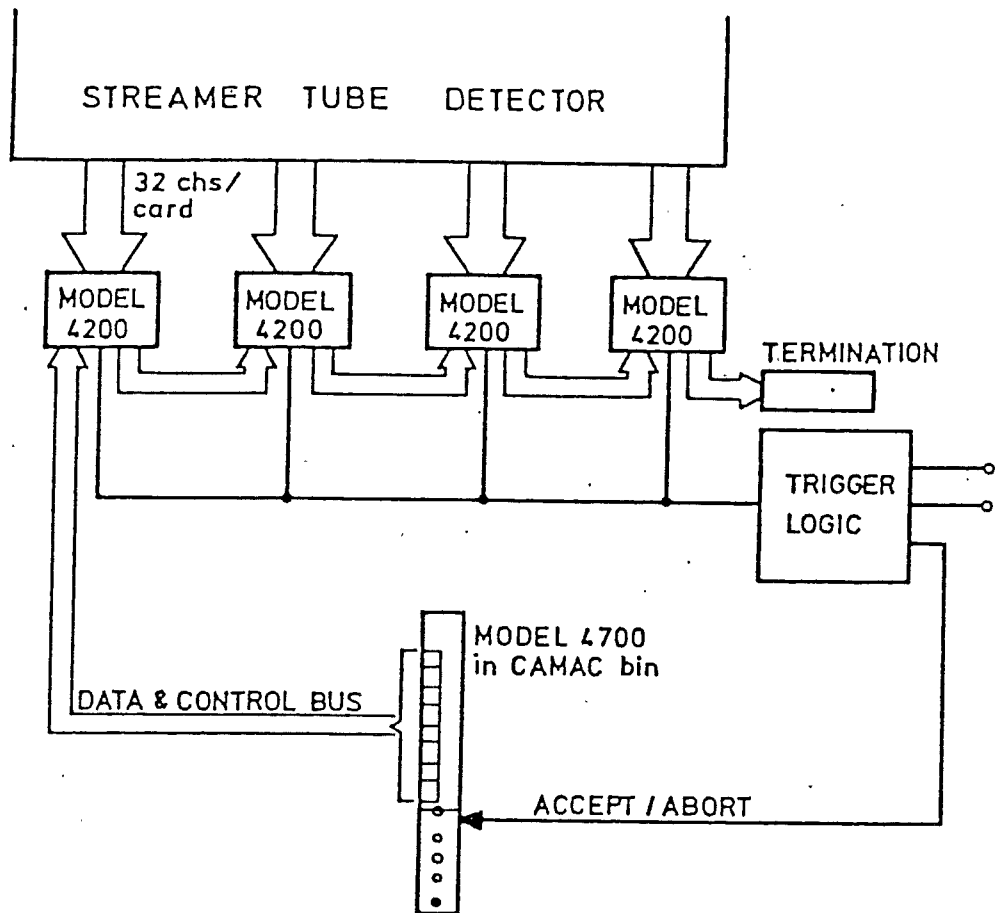


Abb. A.2 : Blockdiagramm des Stossystems

Literaturverzeichnis

- [ALEK] G.D. Alekseev et al.,
Investigation Of Self-Quenching Streamer Dis-
charge In A Wire Chamber,
Nuclear Instruments and Methods 177 (1980) 385
- [AMAL] U. Amaldi,
Fluctuations In Calorimetry Measurements,
Physica Scripta, Vol. 23 (1981) 409
- [ATAC] M. Atac,
Self Quenching Streamers,
Nuclear Instruments and Methods 200 (1982) 345
- [BERG] H. Bergstein,
Diplomarbeit,
Aachen, 1987
- [BERG/87] H. Bergstein et al.,
The Self Quenching Streamer Discharge In Pure
CO₂,
Aachen, PITHA 87/16 (1987)
- [BOVET] C. Bovet et al.,
The CEDAR Counters For Particle Identification
In The SPS Secondary Beams,
CERN/SPS 82-13 (1982)
- [BRINK] F. Brinker
Diplomarbeit,
Dortmund, 1987
- [BRINK/88] F. Brinker,
private Mitteilung

- [BRÜCK/86] H. Brückmann, U. Behrens, B. Anders,
Hadron Sampling Calorimetry
- A Puzzle of Physics -,
DESY 86-155 (1986)
- [CATA] M.G. Catanesi et al.,
Performance Of A Limited Streamer Tube Hadron
Calorimeter,
Nuclear Instruments and Methods A247 (1986) 438
- [FAB] C.W. Fabjan,
Calorimetry In High Energy Physics,
CERN-EP/85-54, 1985
- [FOOS] C. Foos,
Monte Carlo Studies For The H1 Detector,
Internal Report, DESY-F 14-86-01, June 1986
- [GRÄWE] B. Gräwe,
Diplomarbeit,
Dortmund, 1981
- [HARTZ] P.Hartz,
Diplomarbeit,
Dortmund, 1987
- [H1COL/86] H1 Collaboration,
Technical Proposal For The H1 Detector,
Hamburg, 1986
- [H1COL8/87] H1 Collaboration,
Results From A Test Of A Pb-Cu Liquid Argon
Calorimeter,
Nuclear Instruments and Methodes A265 (1988)419
- [H1COL12/87] H1 Collaboration, W. Braunschweig et al.,
Results From A Test of An Iron Streamer Tube
Calorimeter,
Desy 87-172

- [IARO] E. Iarocci,
Plastic Streamer Tubes And Their Application In
High Energy Physics,
Nuclear Instruments and Methods 217 (1983) 30
- [LONG] E. Longo, I. Sestili,
Monte Carlo Calculation Of Photon-Initiated
Electromagnetic Showers In Lead Glass,
Nuclear Instruments and Methods 128 (1975) 283
- [PART] Partical Data Group,
Review Of Partical Properties,
Phys. Lett. 170B (1980) 1
- [ROSSI] B. Rossi,
High Energy Particles,
Prentice Hall, New York 1964
- [SAULI] F. Sauli,
Principles Of Operation Of Multiwire Proportio-
nal And Drift Chambers,
CERN, Yellow Report 77-09, 1977
- [SPIN] M. Spinetti,
Streamer Tubes: Features And Their Use,
LNF-87,23(P), 1987
- [STOS] Le Croy,
STOS 1
Local Streamer Tube Operating System User's
Manual, 1984
- [VOG] E. Vogel,
Dissertation,
Aachen, 1988 (in Vorbereitung)
- [WALT] A. Walther,
Diplomarbeit,
Dortmund, 1987

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Wegener. Er gab den Anstoß zu dieser Diplomarbeit und für seine stete Unterstützung bin ich ihm dankbar.

Herrn Dr. K. Rauschnabel danke ich für seine Hilfe und Ratschläge. Seine große Erfahrung halfen mir aus mancher Sackgasse.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV sei für die freundliche Aufnahme gedankt. Die vielen Gespräche halfen nicht nur meiner Diplomarbeit weiter.

Den Mitgliedern der H1-Kollaboration danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen. Besonders sei der Aachener-Gruppe gedankt.

Herrn Dr. G. Hubricht danke ich für die Durchsicht des Manuskripts.

Frank sei für seine Unterstützung und sein offenes Ohr gedankt.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich auf meinem Weg unterstützt haben und auf die ich mich immer verlassen konnte.

Der Studienstiftung des deutschen Volkes danke ich für die Gewährung eines Stipendiums.

Das Projekt wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unterstützt.