

~~R. H. Bergstein~~

Untersuchungen zur Auslese von
Gas-Zählern im Streamerbereich

von

Helmut Bergstein

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule
Aachen
im Juni 1987

angefertigt im
I. Physikalischen Institut Lehrstuhl B

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Beschreibung des H1-Detektors	
2.1 H1-Detektor	3
2.2 Das Streamerrohrkammersystem des H1-Detektors	7
3. Testkammern und Testaufbau	
3.1 Nachweiskammern	
3.1.1 Streamermechanismus	11
3.1.2 Testkammern	17
3.1.3 Beschreibung der getesteten pick-up Elektroden	18
3.1.4 Gasgemisch	19
3.2 Teststand für kosmische Myonen	22
4. Resultate	
4.1 Untersuchungen zur Drahtauslese der Testkammern	
4.1.1 Zählraten	27
4.1.2 Ladungsspektren	30
4.1.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen	36
4.1.4 Pulsform der Drahtsignale	45
4.2 Messungen mit pick-up Elektroden	
4.2.1 Signalform der Pulse von pick-up Elektroden	53
4.2.2 Messung der auf Streifen und Pads influenzierten Ladung	60
4.2.3 Berechnung der Ladungsinfluenz auf Streifen und Pads	78
5. Zusammenfassung	87

1. Einleitung

Der im Bau befindliche Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) beim Deutschen Elektron Synchrotron in Hamburg ist ein Beschleuniger der konzipiert wurde um Protonen mit einer Energie von 820 GeV und Elektronen mit einer Energie von 30 GeV zur Kollision zu bringen. HERA ermöglicht damit die Bestimmung von Nukleonstrukturfunktionen F_1 bis zu Werten für das Impulsübertragsquadrat von etwa $30000 \text{ GeV}^2/c^2$. Mit diesen Daten können Vorhersagen der Quantenchromodynamik für diesen Bereich getestet werden und eine mögliche Substruktur von Elektronen und Quarks bis zu Abständen von $3 \times 10^{-18} \text{ cm}$ gefunden werden. Weiter bietet HERA die Möglichkeit der Produktion neuer Teilchen wie angeregter Quarks oder Elektronen, neuer Quarks oder Leptonen, Leptoquarks ... , mit einer Masse von bis zu etwa $200 \text{ GeV}/c^2$./Wol/

Bei den stattfindenden Kollisionen handelt es sich um Wechselwirkungen die durch den Austausch bekannter Ströme (γ, Z^0, W^\pm) oder durch den Austausch neuer Ströme (z.B. rechtshändige W^\pm) zustande kommen.

In Abb.1.1 ist ein Beispiel für eine solche Reaktion skizziert. Bei dieser Reaktion findet man im Endzustand ein Lepton l und zwei Jets. Der Stromjet entsteht bei der Fragmentation des gestreuten Quarks q' . Der Protonjet entsteht bei der Fragmentation der beiden nicht an der Wechselwirkung beteiligten Quarks. Andere Beispiele möglicher Wechselwirkungen bei HERA sind die γ -Gluon Fusion (Top-Quark Produktion) und γ - γ Wechselwirkungen./Wol/

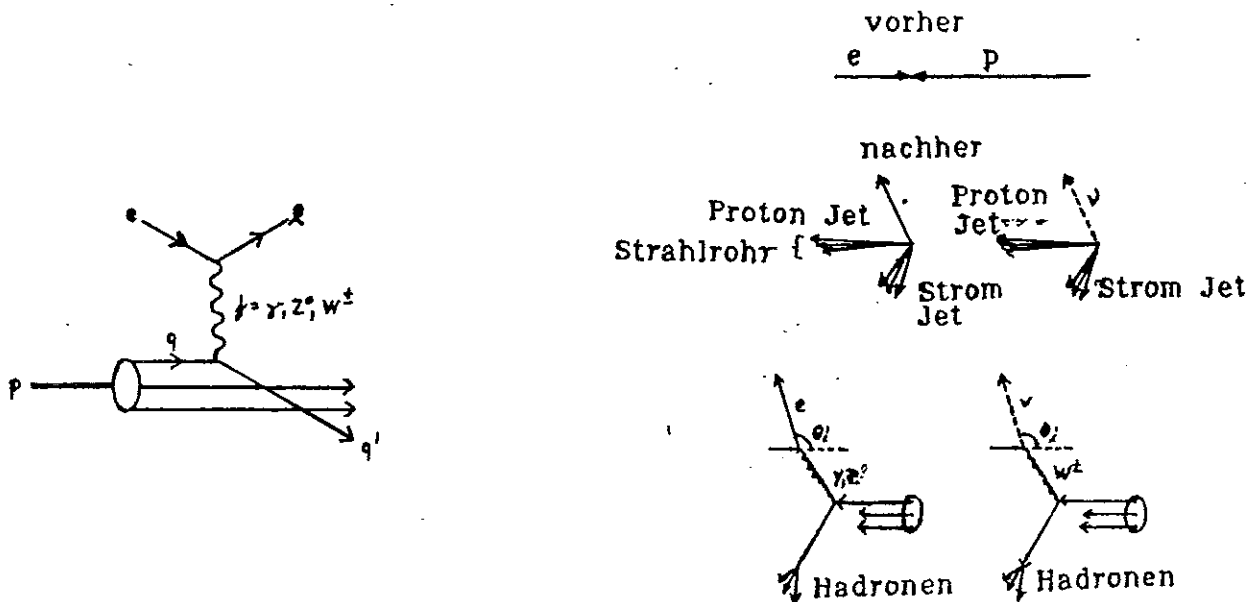


Abb.1.1 Elektron Proton Streuung

Die geplanten Experimente für den HERA-Speicherring sind der Zeus- und der H1-Detektor. Das I.Physikalische Institut der RWTH Aachen ist an der Entwicklung und am Bau des Streamerrohrkammersystems des H1-Detektors beteiligt. Im Rahmen dieser Beteiligung war es die Aufgabe dieser Arbeit die elektronische Auslese von Streamerrohrkammern zu untersuchen.

Nach einer Beschreibung des H1-Detektors und des Streamerrohrkammersystems des H1-Detektors in Kapitel 2 folgt eine Beschreibung der Testkammern und des Aufbaus für die Testmessungen. Daran schließt sich die Beschreibung der Testmessungen an. Diese setzen sich aus Messungen zur Auslese von Drahtsignalen und aus Messungen zur Auslese von "Streifen" und "Pads" zusammen.

2. Beschreibung des H1-Detektors

2.1 H1-Detektor

Der H1-Detektor ist einer der beiden geplanten Detektoren für den HERA Speicherring. Abb.2.1 zeigt den H1-Detektor in einem Schnitt entlang der Strahlachse. Der Detektor umschließt einen großen Teil des Raumwinkelbereichs um den Wechselwirkungspunkt. Da das Schwerpunktsystem der Reaktionspartner sich in Protonrichtung bewegt ist der Detektor nicht symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sondern deckt bevorzugt die Vorwärtsrichtung des Protons ab.

Die wesentlichen Bestandteile des H1-Detektors sind die Folgenden :

/TP/

- Eine zentrale Jetkammer zur Bestimmung von Teilchenspuren (1)

- Spurkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren in Vorwärtsrichtung (2)

- Ein elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter mit Bleiplatten als Absorbermaterial zur Messung des Energieflusses von Photonen und Elektronen (3)

- Ein Flüssig-Argon-Hadronkalorimeter mit Stahl als Absorbermaterial zur Messung des Energieflusses von Hadronen. Die Dicke des Hadronkalorimeters beträgt 5 Absorptionslängen im Barrelbereich und bis zu 8 Absorptionslängen im Vorwärtsbereich des Detektors. (4)

- Eine supraleitende Spule außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Die Spule erzeugt am Ort der zentralen Spurkammern ein homogenes Magnetfeld von 1,2 Tesla. Die Krümmung der Bahnen geladener Teilchen im Magnetfeld wird mit Hilfe der zentralen Spurkammern gemessen. Aus der Krümmung lässt sich der Impuls des Teilchens bestimmen. (5)

- Ein Spektrometer zur Messung hochenergetischer Myonen in der Vorwärtsrichtung, bestehend aus einem Toroid von 1.20 m Länge, der ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Die Spuren werden vermessen in vier Ebenen bestehend aus Driftkammern. (6)

- Eisenplatten, die als Rückflussjoch für das Magnetfeld dienen. Zwischen den einzelnen Platten befinden sich Plastikstreamerrohrkammern. Mit diesen Kammern wird der Energiefluß der Hadronen gemessen die das Hadronkalorimeter verlassen. Ausserdem erlaubt die Drahtauslese dieser Kammern die Messung von Teilchenspuren innerhalb des Eisens. (siehe Kap. 2.2) (7)

- Myonkammern. Aus Plastikstreamerrohrkammern bestehende Ebenen sind vor dem Eisen, in der Mitte des Eisens, und hinter dem Eisen angebracht. Mit diesen Ebenen werden die beiden Koordinaten eines Myondurchgangs in der jeweiligen Ebene mit voller Nachweiswahrscheinlichkeit gemessen. (8)

Zwei wichtige Anforderungen die an einen Detektor für HERA zu stellen sind lauten wie folgt :

- Energieflussmessung

Da die Energie der wechselwirkenden Teilchen, zum Beispiel Elektron und Quark, nicht bekannt ist, ist auch die Schwerpunktsenergie einer Reaktion nicht von vorneherein bekannt. Der Detektor muß daher den Wechselwirkungspunkt in einem möglichst grossen Raumwinkelbereich umgeben und die Energie eines Ereignisses mit möglichst hoher Genauigkeit messen. Das heißt, daß die Energie möglichst aller bei der Reaktion erzeugten Teilchen, die elektromagnetisch oder stark wechselwirken, im Detektor gemessen werden muss.

Um die Kinematik einer Reaktion bestimmen zu können ist es ausserdem wichtig den Fluß der Energie, das heißt ihre räumliche Verteilung, zu messen. Man kann zum Beispiel Wechselwirkungen bei denen neue Teilchen und z.B. Neutrinos entstehen von bekannten Prozeßen durch fehlende Transversalenergie voneinander unterscheiden. /TP/

Im H1-Detektor wird der Fluss der Energie von Photonen und Elektronen mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen. Der hadronische Energiefluss wird mit Hilfe des Flüssig-Argon-Hadronkalorimeters bestimmt. Da bei einem Teil der zu erwartenden Ereignisse Hadronen entstehen die das Hadronkalorimeter verlassen können, wird das Eisenjoch mit Nachweiskammern instrumentiert werden. Mit diesen Kammern wird der Energiefluss gemessen der das Hadronkalorimeter verlassen hat ("Tailcatcher-Kalorimeter").

- Leptonennachweis

Bei der Produktion neuer Teilchen entstehen sehr häufig Leptonen. Es ist daher für die Rekonstruktion solcher Ereignisse wichtig diese Leptonen zu identifizieren und ihren Impuls zu messen.

Im H1-Detektor werden Elektronen mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters und mit Hilfe von Übergangsstrahlungsdetektoren identifiziert. Ihre Energie wird im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. Ihr Impuls wird aus der Krümmung ihrer Bahn im Magnetfeld mit Hilfe der zentralen Spurkammern bestimmt.

Die Wechselwirkung von Myonen mit Materie beschränkt sich im Wesentlichen auf Energieverlust und Vielfachstreuung. Die Wahrscheinlichkeit der Entwicklung von elektromagnetischen Schauern ist sehr klein. Myonen können daher den gesamten Detektor durchqueren und außerhalb der Spule nachgewiesen werden. Sie werden von einem System sogenannter Myonkammern identifiziert. Diese Myonkammern befinden sich vor, in der Mitte, und hinter dem Eisenjoch. Mit ihnen werden die Koordinaten eines Myondurchgangs in der jeweiligen Ebene bestimmt.

Die durch das axiale Magnetfeld verursachte Ablenkung von Myonen in Vorwärtsrichtung ist sehr schwach. Außerdem ist die Spurdichte dort sehr groß. Daher wird das Myonsystem in Vorwärtsrichtung durch ein spezielles Spektrometer ergänzt. Dieses besteht aus Driftkammern die in vier Ebenen vor und hinter einem Eisentoroid angeordnet sind. Diese Anordnung ermöglicht eine unabhängige Messung des Myonenimpulses. Die Impulsauflösung σ_p/p des Vorwärtsmyonsystems liegt je nach Impuls der Myonen zwischen 23 % und 32 % .

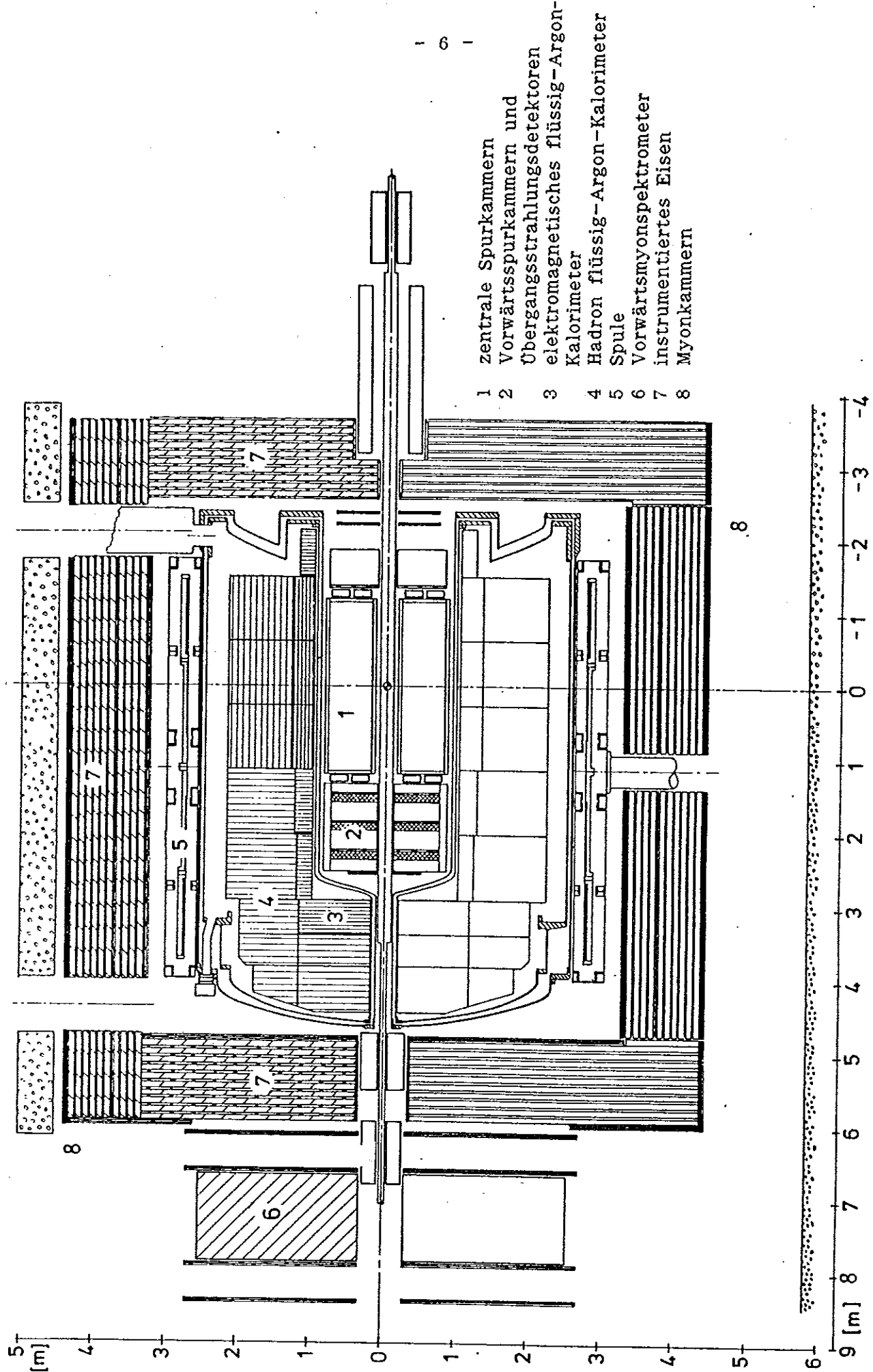


Abb.2.1 H1-Detektor Längsschnitt entlang der Strahlachse

2.2 Das Streamerrohrkammersystem des H1-Detektors

Für die Instrumentierung des Eisens und für den Einsatz als Myonkammern sollen im H1-Detektor Plastikstreamerrohrkammern verwendet werden. /TP/

Gründe für die Verwendung von Plastikstreamerrohrkammern sind die folgenden :

- Man kann wegen der Höhe der Streamersignale (siehe Kap.4) auf Verstärker verzichten. Das führt bei der grossen Anzahl der benötigten Kanäle (120000) zu einer erheblichen Platz - und Kosteneinsparung.
- Die Plastikkammern bieten die Möglichkeit "pick-up" Elektroden einzusetzen. Das ermöglicht zwei verschiedene Ausleseebenen pro Kammer. Ausserdem kann die Geometrie dieser "pick-up" Elektroden den Anforderungen des Detektors entsprechend frei gewählt werden.
- Die Abmessungen der Kammern können so gewählt werden, dass sie in der gewünschten Weise in die Zwischenräume des Eisens hineinpassen.
- Plastikstreamerrohrkammern haben sich als Nachweisgeräte für Orts- und Energiemessungen bewährt. Beispiele dafür sind das Mont-Blanc Protonzerfallsexperiment und Testmessungen der LEP-Experimente. /Strkamm/

Mit dem Streamerrohrkammersystem des H1-Detektors (Abb.2.2) lassen sich die in Kapitel 2.1 aufgeführten Anforderungen folgendermassen erfüllen :

- Energieflussmessung

Auf einer Aussenseite der Kammern werden "Pads" angebracht. Diese werden elektronisch zu Türmen zusammengefasst die projektiv zum Wechselwirkungspunkt zeigen (s. Abb.2.3). Sie werden analog ausgelesen, wobei die in einem Turm deponierte Ladung proportional zur dort deponierten Energie ist. Die transversale Segmentierung erreicht man durch geeignete Wahl der Padgrössen in verschiedenen Kammerlagen.

Eine longitudinale Segmentierung erhält man durch die getrennte Auslese der vorderen und der hinteren Turmhälfte. (siehe Abb.2.2)

Die mit einem solchen Kalorimeter (7.5 cm Eisen, 1 cm Gaskammer) zu erreichende Energieauflösung wurde in einem Test zu etwa 120% / \sqrt{E} gemessen. /CERN-Test/

- Myonennachweis

Der zentrale Teil des Myondetektors besteht aus drei Ebenen, die aus jeweils zwei Kammerlagen zusammengesetzt sind. Die Position des Myondurchgangs wird durch die digitale Auslese der Kammerdrähte und der, senkrecht zu den Drähten verlaufenden, Streifen mit voller Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt. Durch die in Abb.2.2 gezeigte Versetzung der beiden Kammerlagen erreicht man in der Ablenkrichtung des Magnetfeldes eine Auflösung von etwa 1.5 mm. In der dazu senkrechten Richtung beträgt die Auflösung bei Verwendung von 1 cm breiten Streifen mit je 2 cm Abstand von Streifenmitte zu Streifenmitte etwa 1 cm. /TP/

Die Digitalauslese der Drähte, der mit Pads ausgerüsteten Kammern, ergibt eine zusätzliche Ortsinformation für die Koordinate in Magnetfeldrichtung.

Die Impulse der Myonen werden im zentralen Spurkammersystem mit einer Genauigkeit von $\sigma/p^2 \leq 0.35\% \cdot p^2$ gemessen. Die Verbindung einer Spur innerhalb des Eisens, die das Teilchen als Myon identifiziert, mit der passenden Spur des zentralen Kammersystems wird im Wesentlichen ermöglicht durch die Ablenkung in dem großen Magnetfeldbereich zwischen Zentralkammer (Außenradius = 0.9 m) und erster Myonkammer (Radius = 3.30 m).

Die gewählte Anordnung erlaubt, wegen des Magnetfeldes innerhalb des Eisens, eine unabhängige grobe Impulsmessung. Dadurch wird die Zuordnung zu Spuren des zentralen Kammersystems zusätzlich erleichtert, und Misidentifikationen, die durch Myonen aus K-Zerfällen entstehen können werden reduziert.

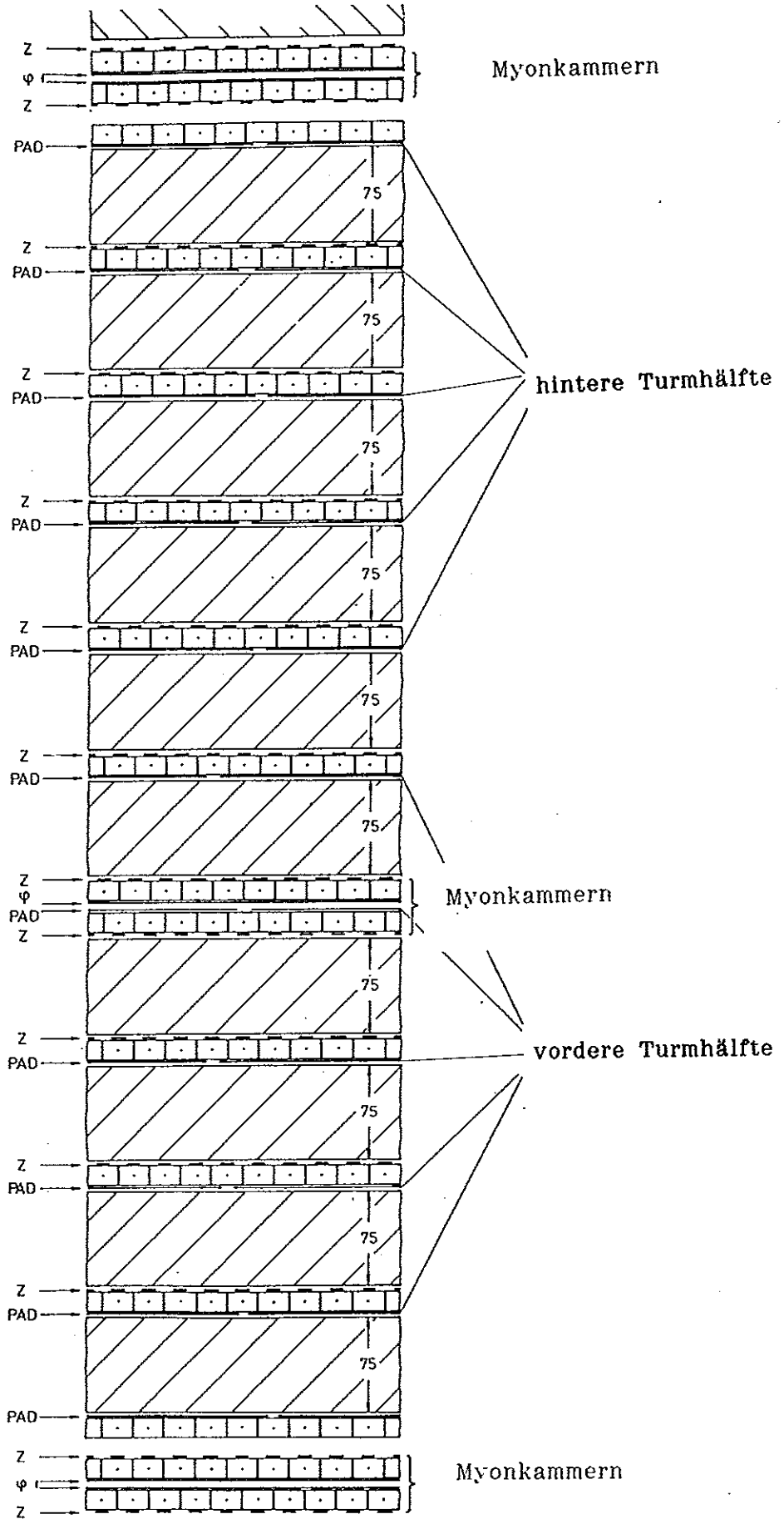


Abb.2.2 Streamerrohrkammersystem des H1-Detektors

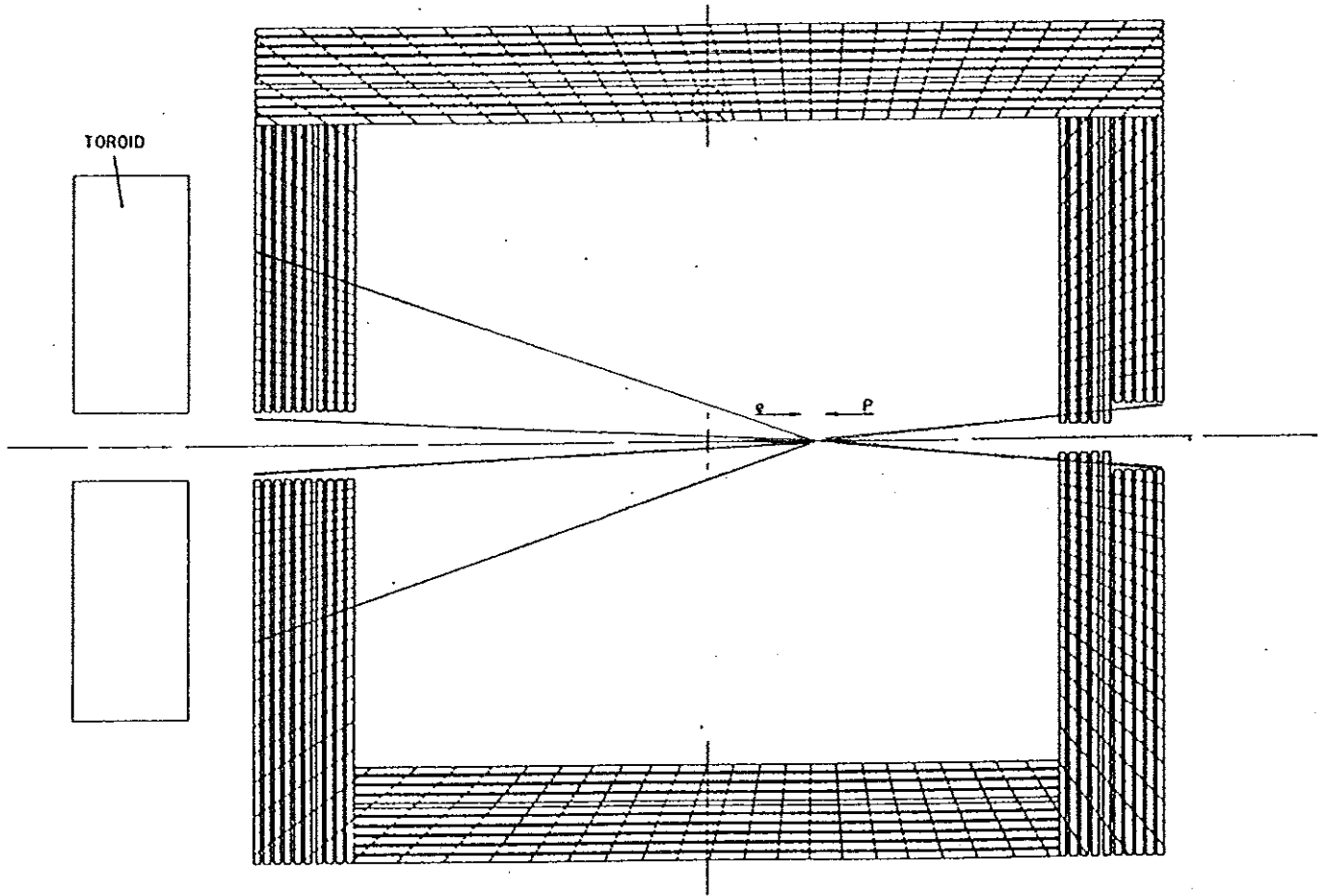


Abb. 2.3 Turmstruktur des "Tailcatcher"-Kalorimeters

3. Testkammern und Testaufbau

3.1.1 Streamermechanismus

Geladene Teilchen und Photonen können je nach ihrer Energie beim Durchqueren eines Gases die Gasatome ionisieren. Die auf diese Weise gebildeten Elektronen werden im elektrischen Feld einer Drahtkammer zum Anodendraht gezogen. Ist die elektrische Feldstärke zu gering, so gewinnen die zum Draht driftenden Elektronen nicht genügend Energie, um Gasatome ionisieren zu können. Nur die vom durchgehenden Teilchen erzeugten Primärelektronen werden vom Draht aufgesammelt. (Ionisationskammer)

Erhöht man das elektrische Feld in der Kammer, so wird die kinetische Energie der Elektronen kurz vor Erreichen des Drahtes so groß, daß sie ionisieren können. Die so gebildeten Sekundärelektronen werden ihrerseits zur Anode hin beschleunigt. Falls sie dabei genügend Energie gewinnen, können sie auch ionisieren. Auf diese Weise entsteht eine Ladungslawine, deren Ladung 10^6 mal so groß sein kann wie die Primärladung. Die Ladung der Lawine ist dabei proportional zur primär erzeugten Ladung (Proportionalkammer). /Saul/

Bei weiterer Erhöhung der Feldstärke wächst die Lawine und man erreicht einen Bereich begrenzter Proportionalität. Dieser wird durch die abschirmende Wirkung der Raumladung der Lawine auf das elektrische Feld des Drahtes verursacht.

Bei weiterer Erhöhung des elektrischen Feldes innerhalb der Kammer wird die Lawine so groß, daß das durch ihre Raumladung verursachte elektrische Feld die Größe des äußeren Feldes erreicht. Dadurch wird das Feld innerhalb der Lawine und an den Seitenbereichen der Lawine stark herabgesetzt. Das Feld am Kopf der Lawine verstärkt sich durch die Überlagerung des äußeren Feldes mit dem Feld der Lawine. Durch die Herabsetzung des Feldes innerhalb der Lawine verringert sich dort die kinetische Energie der Elektronen. Wenn die kinetische Energie der Elektronen gering genug ist, können sie mit positiv geladenen Gasatomen rekombinieren. Bei diesen Rekombinationen wird ein Photon mit der energie $h\nu$ erzeugt :



$$h\nu = E_{\text{kin}} + E_{\text{bind}}$$

Die Energie des Photons ist gegeben durch die kinetische Energie des Elektrons und durch die Bindungsenergie des Elektrons nach der Rekombination. Das heißt daß die Energie des Photons ausreicht um Gasatome zu ionisieren. /Atac/

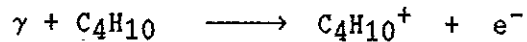
Man unterscheidet je nach der mittleren freien Weglänge der Photonen im Gas zwei Arten von Nachweiskammern :

1. Geigerkammer

Falls die mittlere freie Weglänge der Photonen groß ist verlassen sie den Bereich um die ursprüngliche Lawine und ionisieren die Gasatome in grösserer Entfernung. Die so erzeugten Elektronen driften zur Anode und erzeugen dort eine neue Lawine. Auf diese Art breitet sich eine Entladung längs des gesamten Drahtes aus. Diesen Bereich nennt man Geigerbereich. Er ist dadurch gekennzeichnet, daß die Signalladung groß ist und unabhängig von der Primärionisation. Nach einer Geigerentladung können längs des gesamten Zähl drahtes für eine Zeit von einigen ms keine neuen Teilchen mehr registriert werden.

2. Streamerrohrkammer

Liegt die mittlere freie Weglänge der Rekombinationsphotonen in der Grössenordnung der Lawinenausdehnung so ionisieren die Photonen die Gasatome in der Nähe der primären Lawine :



Da die Grösse des elektrischen Feldes der Lawine vergleichbar ist mit der Grösse des äusseren Feldes, werden die oberhalb der Lawine entstehenden Elektronen zum Kopf der Lawine hingezogen. (s. Abb.3.1) Dort wird ihre Energie so groß, daß sie ionisieren können. Auf diese Weise entstehen in der Region des Kopfes der Primärlawine neue Lawinen. Die an den Rändern der Primärlawine erzeugten Elektronen gewinnen nicht genügend Energie um Gasatome zu ionisieren. Der Grund dafür ist die Herabsetzung des Feldes in diesem Bereich wo das Feld der Lawine und das äußere Feld entgegengesetzt gerichtet sind.

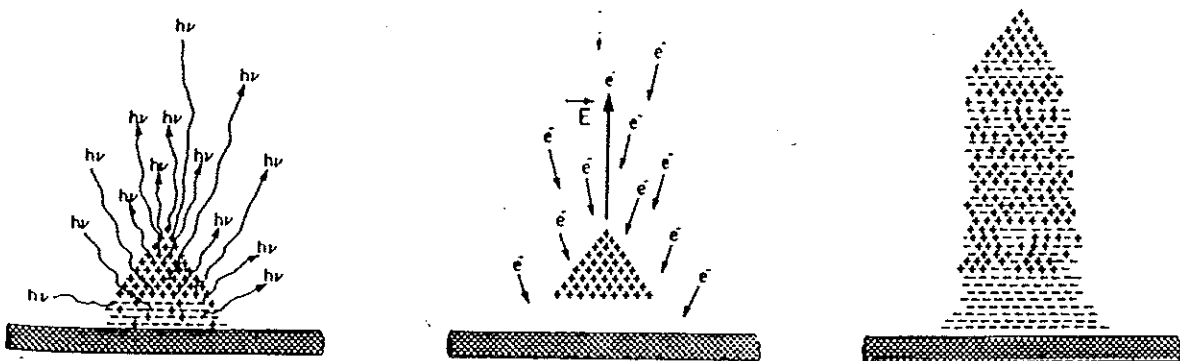


Abb. 3.1 Entwicklung eines Streamers

Die Ausbildung des Streamers erfolgt also senkrecht zur Drahtrichtung in Richtung der Kathode. Die Richtung des Streamers stimmt mit der Richtung überein aus der die primär erzeugten Elektronen gekommen waren. Diese Richtungsabhängigkeit wurde auch bei unseren Messungen beobachtet (siehe Kap. 4.2).

Da die neu gebildeten Lawinen sich nicht gleichmäßig an den Streamerkopf anlagern und das Feld in größerem Abstand zum Draht immer kleiner wird, nimmt die Dichte der Ionen im Kopf des Streamers mit zunehmendem Streamergröße immer weiter ab. Die Folge davon ist eine Herabsetzung der Rekombinationsrate und damit eine Herabsetzung der Photonenzahl. Das hat zur Folge daß immer weniger neue Lawinen produziert werden und die Ausbreitung des Streamers gestoppt wird.

Die typische Länge eines Streamers beträgt einige mm wohingegen seine Breite in der Größenordnung von $\approx 100\mu\text{m}$ liegt.

Der Übergang vom Proportionalbereich in den Streamerbereich erfolgt dann, wenn die Größe der Primärlawine eine kritische Größe überschreitet. Der dann entstehende Streamer hat eine Ladung, die etwa 10 mal größer ist als die Ladung der Primärlawine. Ist das elektrische Feld der Kammer so klein, daß die Lawinen diese kritische Größe nicht erreichen, erhält man ausschliesslich Proportionalimpulse.

Ist das Feld ausreichend groß, so können die größten Lawinen zu Streamern werden. Das heißt, daß der Übergang vom Proportionalbereich in den Streamerbereich von der Primärionisation abhängt. Bei einer höheren Primärionisation können die Lawinen bei kleineren Feldwerten die kritische Größe erreichen und zu Streamern werden.

Erhöht man die Feldstärke weiter, so erreichen immer mehr Lawinen die notwendige Größe und der Anteil der Proportionalimpulse sinkt. Gleichzeitig steigt der Anteil der Streamerimpulse. Wenn das Feld so groß ist, daß alle Lawinen die kritische Größe erreichen dann erhält man ausschließlich Streamersignale. Dieser Übergang wurde mit einer unserer Testkammern (Iarocci-Kammer siehe Kap.3.2.) gemessen. Eine Co^{60} -Quelle wurde auf die Testkammer gelegt und die am Draht deponierte Ladung wurde für verschiedene Hochspannungen gemessen. Das Ergebnis ist in Abb.3.2 skizziert. Man erkennt, daß bei einer Hochspannung von 3.5 kV ausschließlich Proportionalimpulse auftreten. Bei steigender Hochspannung wird der Anteil der Streamerimpulse immer größer bis bei einer Hochspannung von 4.3 kV nur noch Streamersignale auftreten.

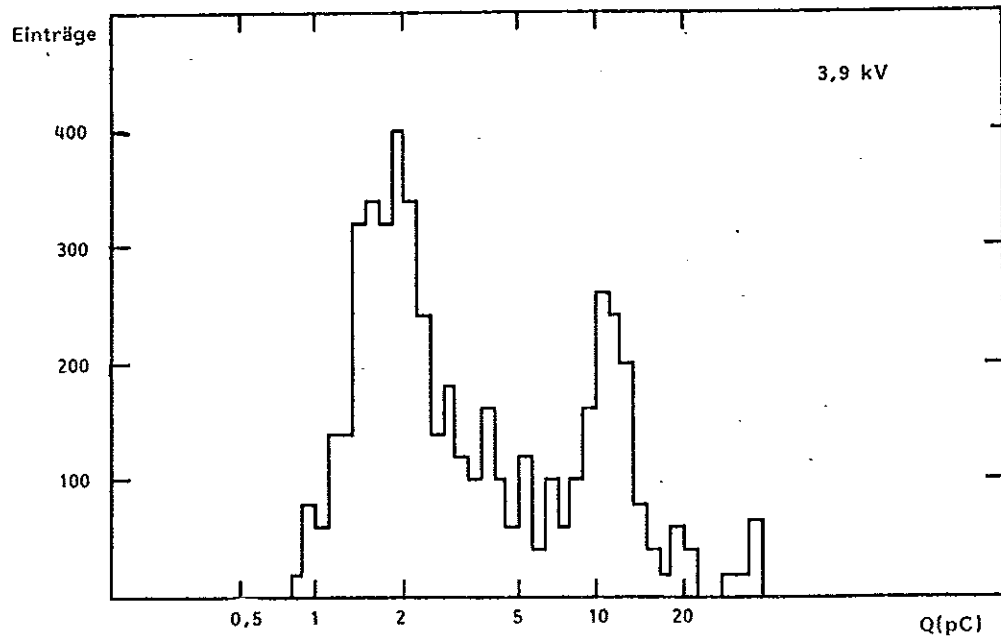
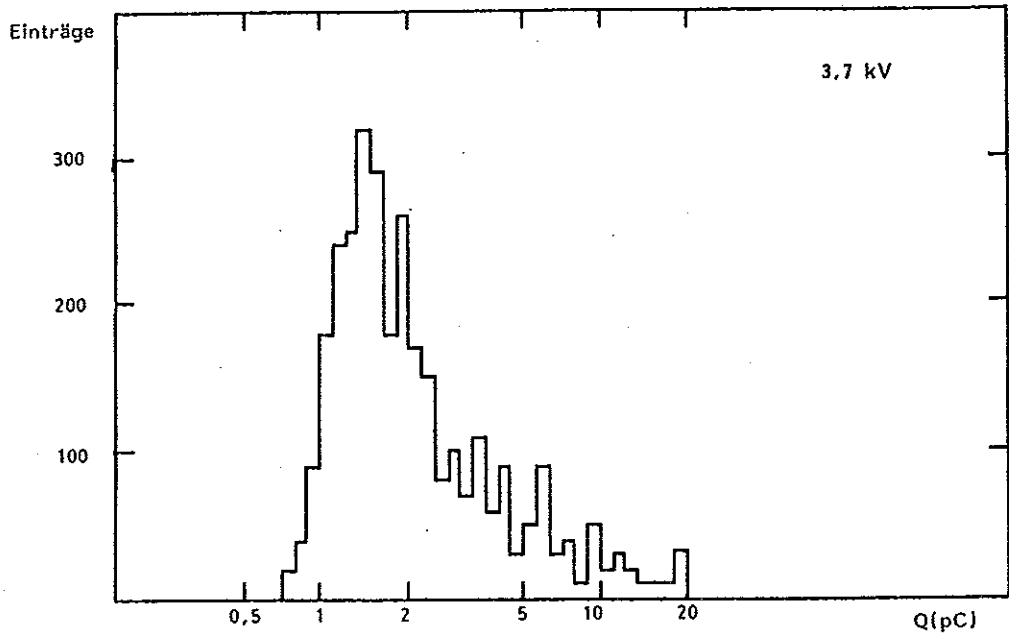
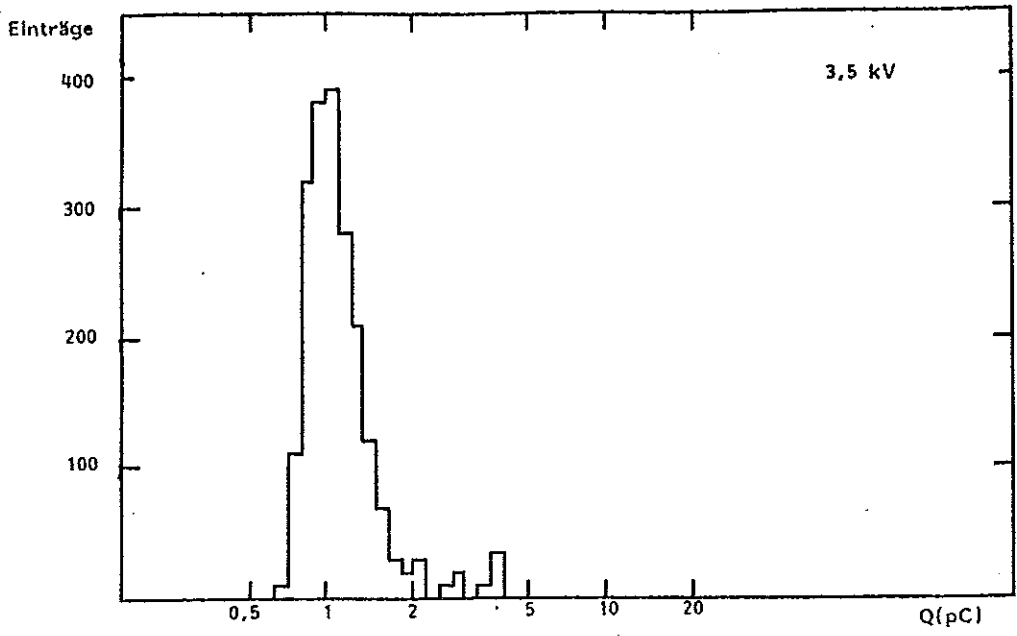


Abb. 3.2 a Spektrum der Signalladung bei verschiedener Hochspannung

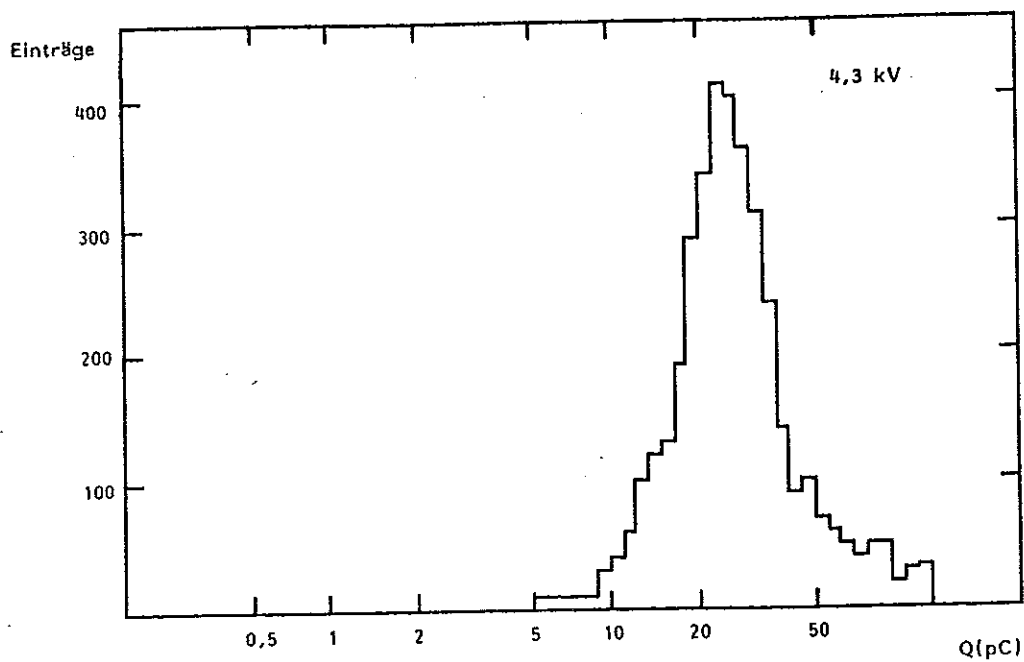
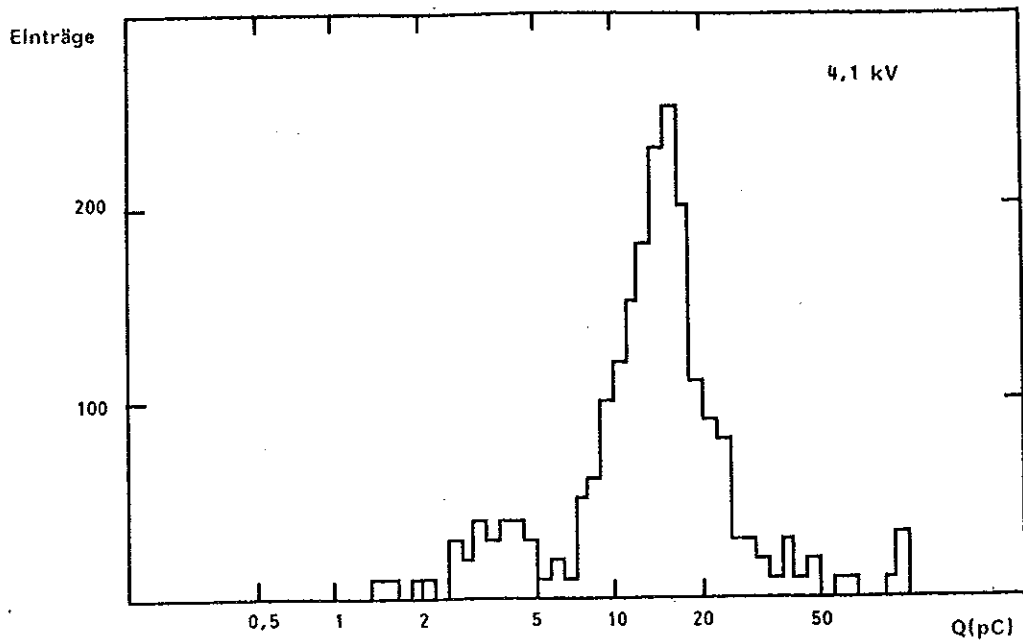


Abb. 3.2 a Spektrum der Signalladung bei verschiedener Hochspannung

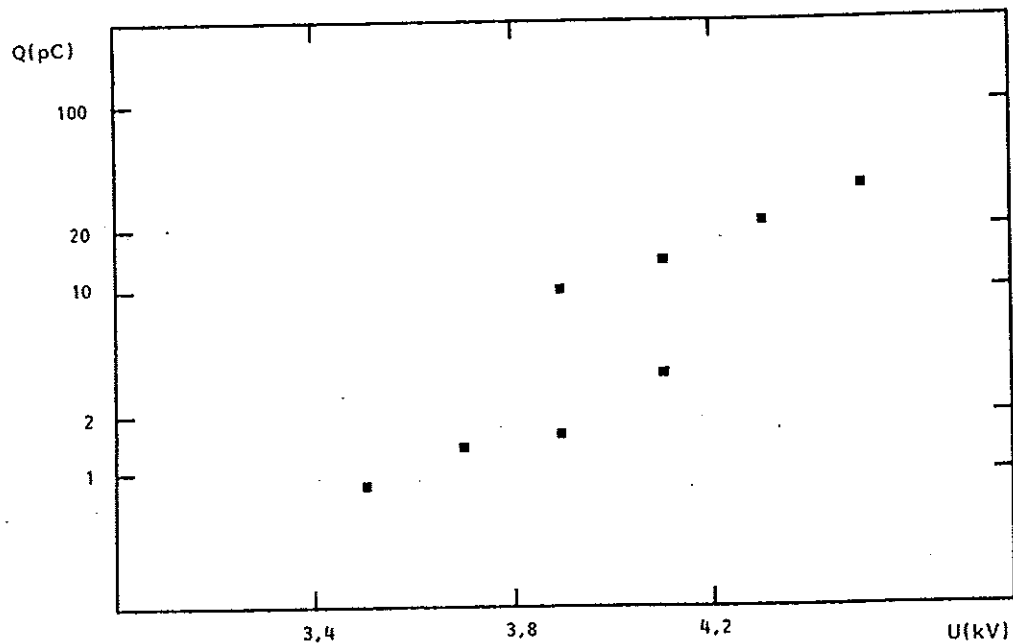


Abb. 3.2 b Mittelwerte der Signalladung als Funktion der Hochspannung

Eine weitere Erhöhung des Feldes hat zur Folge daß das Feld am Kopf des Streamers größer wird. Dadurch wird die Ionendichte dort größer und die Ausdehnung des Streamers kann weiter fortfahren.

Abbildung 3.3 zeigt Photos von Streamern für verschiedene Hochspannungswerte. /Atac/

Charakteristisch für den Streamerbereich sind die großen Ladungen (≈ 20 pC) und die Beschränkung des "toten" Bereichs auf eine enge Zone um den Streamer. Unter "tot" soll ein Bereich verstanden werden, in dem wegen der reduzierten Feldstärke für die Dauer der Driftzeit der Ionenraumladung zur Kathode kein weiteres hindurchfliegendes Teilchen registriert werden kann.

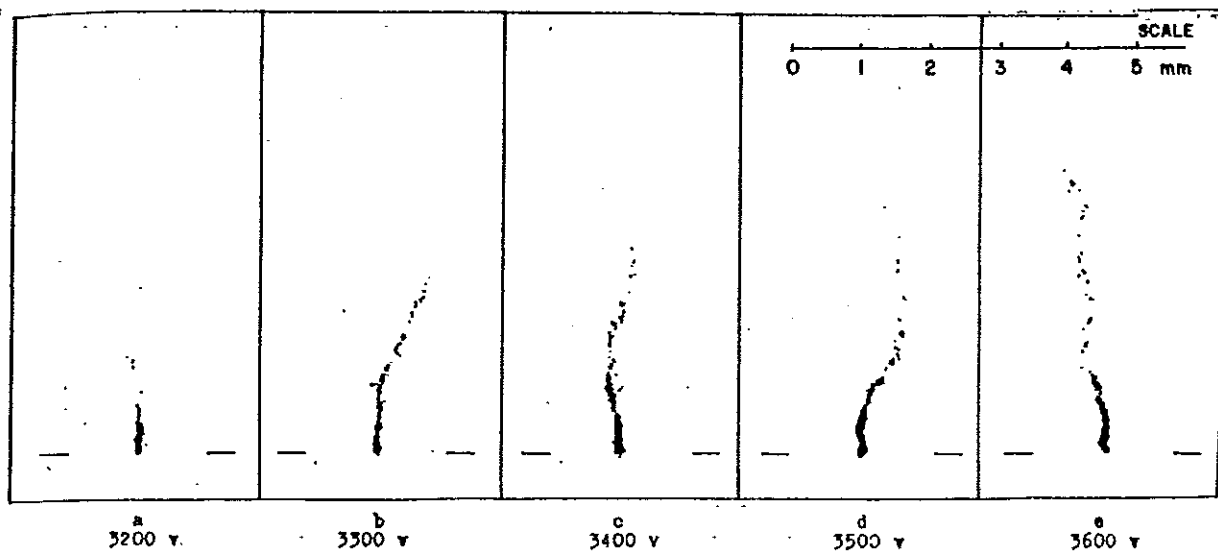


Abb.3.3 Photos von Streamern bei verschiedenen Hochspannungen

3.1.2 Testkammern

Bei den durchgeführten Messungen wurden die beiden folgenden Kammertypen benutzt :

1. " Iarocci - Typ " (benannt nach E.Iarocci , der diesen Kammertyp entwickelte) (s. Abb.3.4 a) /Iar/
2. " H1 - Typ " (vorgesehen für die Verwendung im H1 Streamerrohrkammersystem) (s. Abb.3.4 b)

Die Abmessungen des Kammerprofils beider Kammern sind identisch. Es ist ein achtfaches Profil aus 1 mm starkem PVC. Auf dieses Profil wird bei der H1 Kammer ein Deckel aus 1 mm starkem PVC gebracht. Die Profile der beiden Kammern wurden in der in Abb.3.4 gezeigten Weise mit einer leitenden Graphitschicht versehen. Diese Graphitschicht bildet die Kathode der Streamerrohrkammer. Die Anode bildet bei beiden Kammertypen ein Cu-Be Draht mit einem Durchmesser von 100 μm und einer Drahtspannung von 1.8 N. Um die Kammern gasdicht zu machen wurden die Profile in Gasboxen eingeschlossen. Diese bestehen ebenfalls aus 1 mm starkem PVC und ihre Endflansche enthalten die elektrischen - und die Gasanschlüsse.

1. Iarocci - Typ (Abb.3.4 a)

Das Kammerprofil ist mit einer Graphitschicht versehen die einen Oberflächenwiderstand zwischen 100 $\text{k}\Omega/\text{Quadrat}$ und $1\text{M}\Omega/\text{Quadrat}$ besitzt. Diese Graphitschicht wird mit der Masse des Hochspannungsgerätes verbunden.

Die Drähte der Kammer sind innerhalb der Gasbox über 220 Ω Widerstände, welche Reflektionen des Signals vermeiden sollen, miteinander verbunden. Der gemeinsame Anschluss wird über einen $1\text{M}\Omega$ Widerstand mit dem positiven Pol des Hochspannungsgerätes verbunden. Die vorgesehene Signalauslese im Detektor ist :

- Digitalauslese der Signale von parallel zu den Drähten verlaufenden Streifen, die auf der Oberseite der Kammer befestigt werden.
- Digitalauslese der Signale von senkrecht zu den Drähten verlaufenden Streifen, die auf der Unterseite der Kammer befestigt werden.
- oder - Analogauslese von Signalen von, auf der Unterseite angebrachten, "Pads".

Bei unseren Testmessungen wurden auch die Drahtsignale ausgelesen, wobei die Signale über 1nF Kondensatoren ausgekoppelt wurden.

2. H1 - Typ (Abb.3.4 b)

Die Graphitschicht des Kammerprofils hat einen Oberflächenwiderstand von etwa 300 Ω /Quadrat. Der Oberflächenwiderstand der Graphitschicht des Deckels beträgt etwa 1 M Ω /Quadrat.

Die beiden Graphitschichten sind mit selbstklebender Kupferfolie miteinander verbunden. Ihr gemeinsamer Anschluss wird über einen 1 M Ω Widerstand an den negativen Pol des Hochspannungsgerätes angeschlossen. Die Drähte werden einzeln aus der Gasbox herausgeführt. Sie sind über einen 1 M Ω Widerstand mit der Masse des HV-Gerätes verbunden um Aufladungen zu vermeiden falls der Ausleseanschluss nicht belegt ist.

Da die Hochspannung an den Kammerwänden anliegt können die Drahtsignale ohne Koppelkondensator gegen Masse ausgelesen werden.

Die vorgesehene Signalauslese im Detektor ist :

- Digitalauslese der Drahtsignale.
- Digitalauslese von Streifensignalen. Die Streifen werden auf der Oberseite der Kammer befestigt.
- oder - Analogauslese von Padsignalen. Die Pads werden ebenfalls auf der Oberseite der Kammer befestigt.

Bei der getesteten H1-Kammer handelt es sich um einen im Labor gefertigten Prototypen, wohingegen die getestete Iarocci-Kammer aus einer bewährten Serienproduktion stammt. Es ist daher nicht verwunderlich, wenn das Betriebsverhalten der H1-Kammer nicht ganz so gut wie das der Iarocci-Kammer ist.

3.1.3 Beschreibung der getesteten pick-up Elektroden

Die benutzten Elektroden bestehen aus einem Isolator auf dessen Unterseite eine durchgehende Kupfer - oder Aluminiumschicht aufgebracht ist, die mit der Masse verbunden wird und als Abschirmung dient. Die Kupfer - oder Aluminiumstreifen (Pads) sind auf der Oberseite des Isolators in der in Abb.3.5 gezeigten Weise angebracht. Diese Elektroden wurden auf die Testkammer gelegt und mit Hilfe zweier Plexiglasplatten gegen die Kammer gepresst. (s. Abb.3.6)

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Elektroden.

3.1.4 Gasgemisch

Alle Messungen wurden mit dem Standardgasgemisch Argon-Isobutan im Verhältnis 1:3 durchgeführt. Der Durchfluss betrug für Argon etwa 2 Liter pro Stunde und für Isobutan etwa 6 Liter pro Stunde. Die Raumtemperatur des Labors lag während der Messungen zwischen 18°C und 20°C, der Druck zwischen 990 mBar und 1010 mBar.

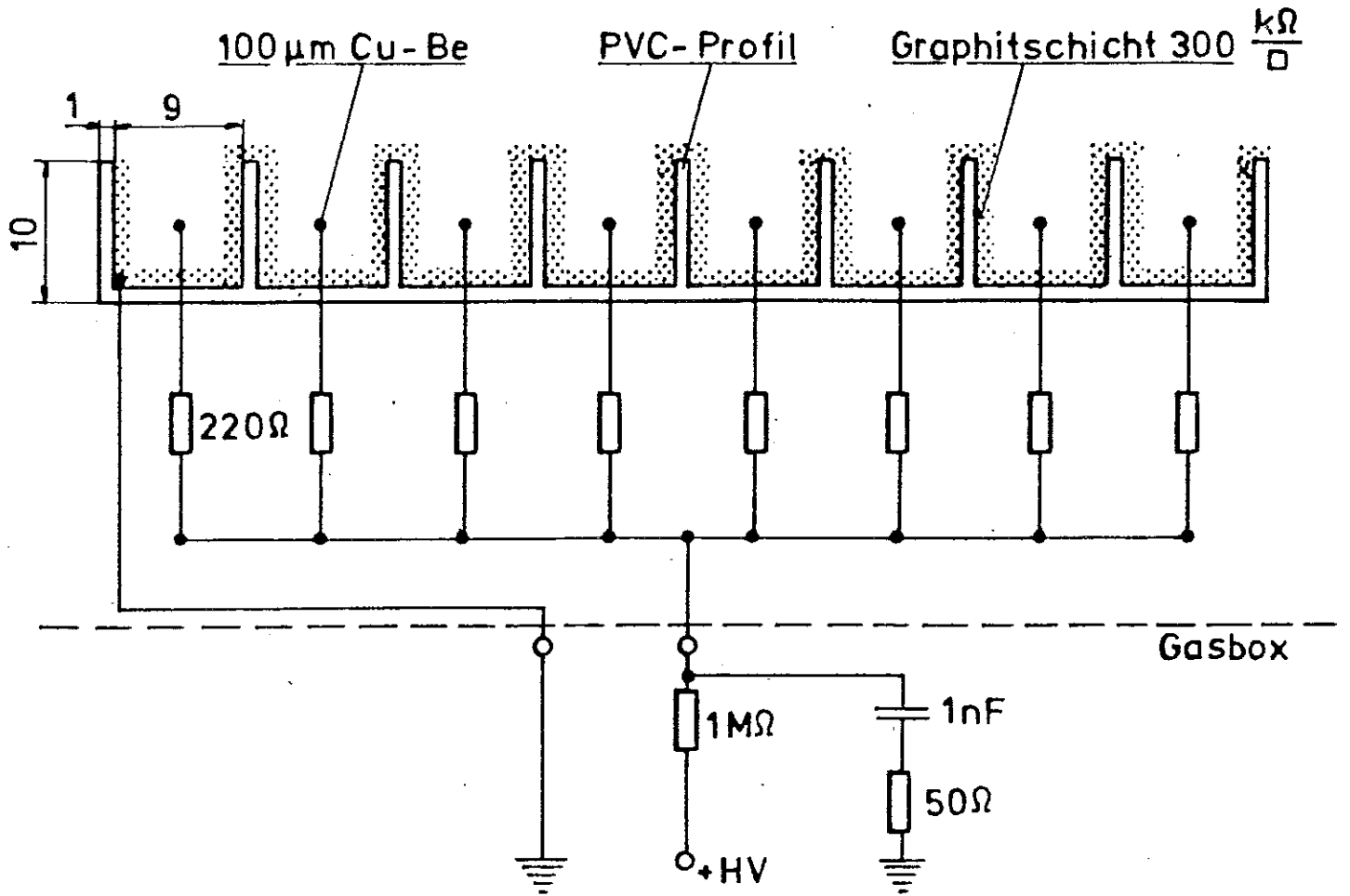


Abb.3.4 a Kammerprofil und Drahtauslese der Iarocci-Kammer

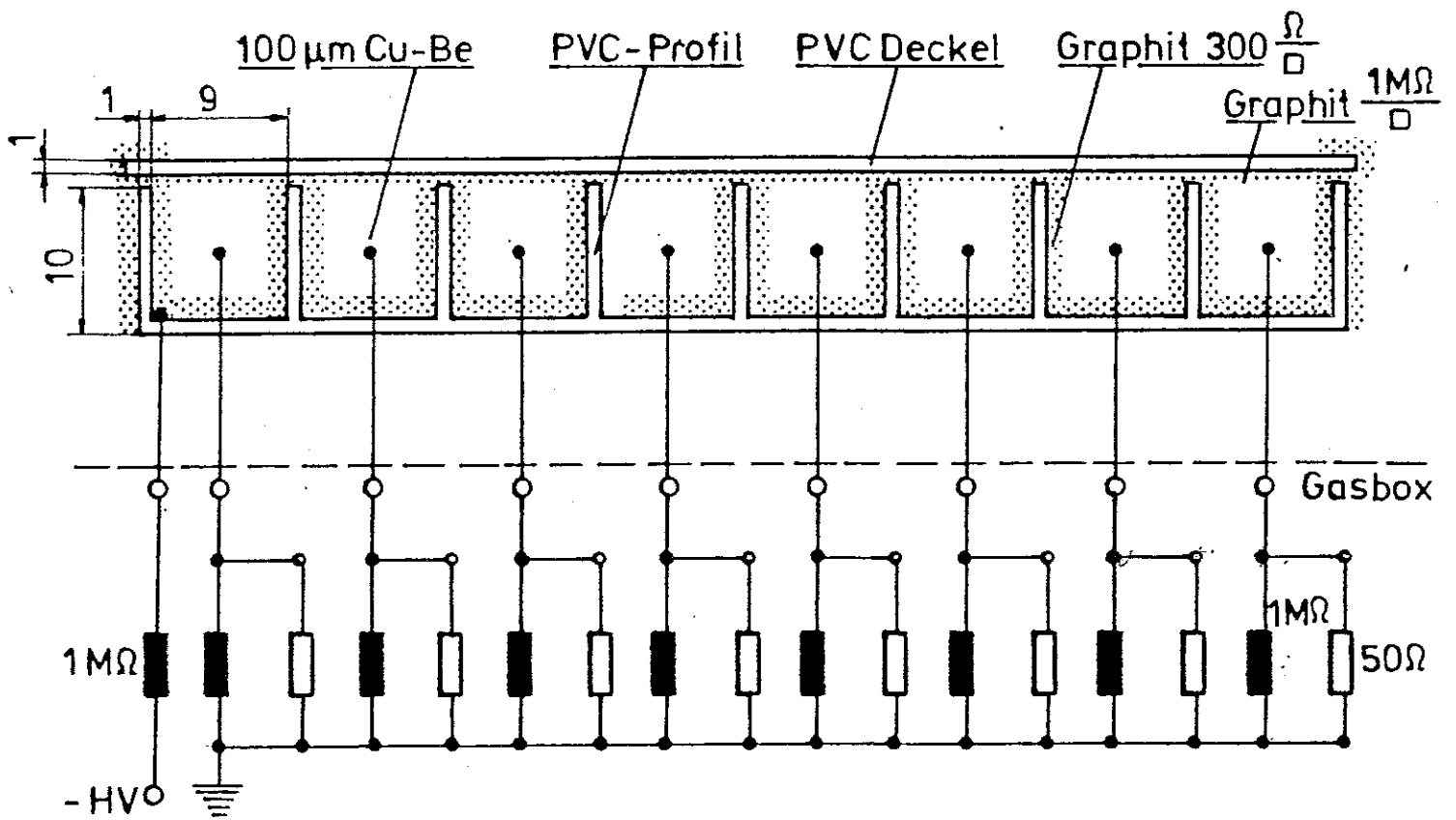


Abb.3.4 b Kammerprofil und Drahtauslese der H1-Kammer

Elektrode	Leiter	Isolator	b_l	a_{ll}	d_l	d_i
4 mm Streifen	Al	PVC	4 mm	10 mm	40 μm	1 mm
1 cm Streifen	Cu	Phenolpapier	1 cm	2 cm	40 μm	1.5 mm
10x10 cm ² Pad	Cu	Phenolpapier	10 cm	-	40 μm	1.5 mm
15x15 cm ² Pad	Cu	Phenolpapier	15 cm	-	40 μm	1.5 mm
20x20 cm ² Pad	Cu	Phenolpapier	20 cm	-	40 μm	1.5 mm

Tabelle 3.1 Parameter der pick-up Elektroden

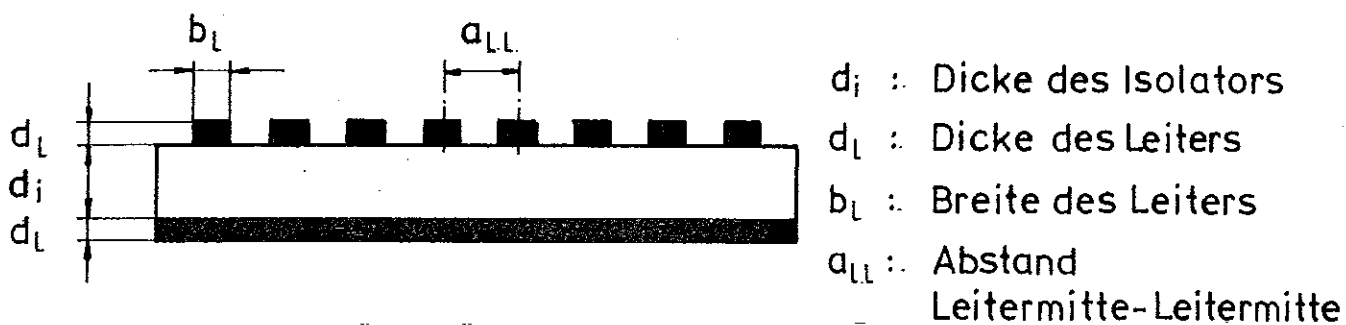


Abb.3.5 Streifenprofil

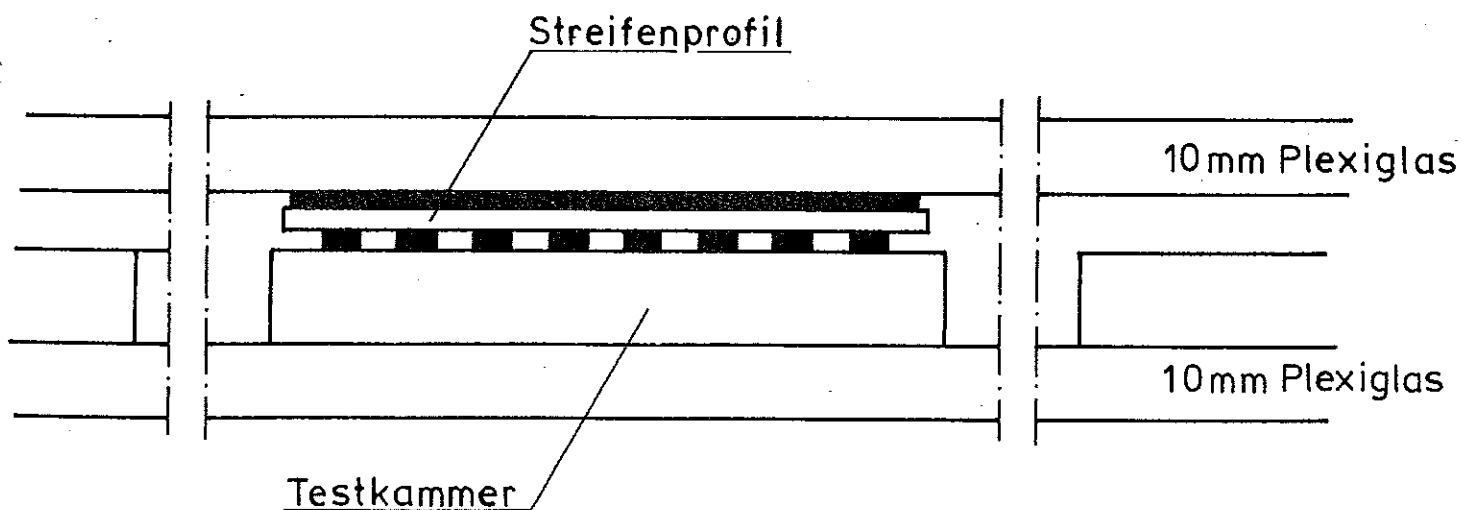


Abb.3.6 Anordnung der Kammer im Teststand

3.2 Teststand für kosmische Myonen

Der Teststand für kosmische Myonen besteht aus zwei Szintillationszählern Sz1, Sz2 und vier Viendrahtproportionalkammern Pk1-Pk4 mit einer aktiven Fläche von je $270 \times 270 \text{ mm}^2$. (siehe Abb.3.7) Die Proportionalkammern besitzen je 128 Drähte in einem Abstand von 2 mm. /Raup/ In Abbildung 3.7 ist der Durchgang eines Myons skizziert. Die angesprochenen Drähte der Proportionalkammern sind eingezeichnet. Die Richtung der Drähte ist durch Pfeile gekennzeichnet. Die Proportionalimpulse werden verstärkt und in eine Elektronik (Cato-Elektronik .) /Raup/ eingespeist. Diese Elektronik liefert ein schnelles Signal welches ein "oder" über alle Drähte darstellt. Außerdem ordnet sie jedem der 512 Drähte eine Adresse zu. Die Adressen der angesprochenen Drähte werden bis zur Ankunft eines "Clear"-Signals oder eines "Latch"-Signals gespeichert. Bei Ankunft eines "Clear"-Signals werden sie gelöscht, bei Ankunft eines "Latch"-Signals werden sie in eine Camac-Einheit (Perseus) /Raup/ eingelesen, von wo aus sie mittels eines PDP 11 Computers ausgelesen werden können. Die Adressen der angesprochenen Drähte der Kammern 1 und 3 erlauben die Berechnung der x-Koordinate des Teilchendurchgangs am Ort der Testkammer. Analog liefern die Adressen der Kammern 2 und 4 die y-Koordinate des Teilchendurchgangs am Testkammerort. Da der Drahtabstand in den Proportionalkammern $\Delta d = 2 \text{ mm}$ beträgt, erhält man in beiden Richtungen eine theoretische Ortsauflösung von

$$\sigma_{x,y} = \frac{1}{\sqrt{12}} \Delta d = 0.58 \text{ mm} .$$

- Beschreibung des Triggers

Die Triggerschaltung ist in Abb.3.8 dargestellt. Als Starttrigger diene das Signal einer Koinzidenz zwischen den Signalen der beiden Szintillationszähler (Sz1, Sz2). Dieses Koinzidenzsignal startet zunächst einen Gate-Generator dessen Ausgang als Veto-Signal an die Koinzidenzstufe gelegt wird. Dadurch wird verhindert, daß während der Bearbeitung des vorliegenden Triggers ein neuer Trigger auftreten kann. Die Koinzidenzstufe liefert die "Gate"-Signale für die verwendeten Camac-Einschübe und das "Latch"-Signal für die Cato-Elektronik. Als Haupttrigger dient eine Koinzidenz zwischen der Szintillatorkoinzidenz und einer Koinzidenz zwischen den vier Proportionalkammern.

Wenn dieser Haupttrigger nicht auftritt muß das Veto an der Szintillatorkoinzidenzstufe aufgehoben werden um einen neuen Trigger zu ermöglichen. Das wird durch ein verzögertes Ausgangssignal dieser Koinzidenzstufe realisiert.

Dieses Signal startet eine Einfachkoinzidenz. Diese Einfachkoinzidenz sendet ein Stoppsignal an den "Gate"-Generator der das Veto erzeugt. Auf diese Weise wird das Veto-Signal abgeschaltet und ein neuer Trigger ermöglicht. Die Einfachkoinzidenz sendet ausserdem Signale an die Camac-Einschübe und an die Cato-Elektronik. Diese werden dadurch veranlasst ihre Registerinhalte zu löschen.

Wenn ein Haupttrigger auftritt darf das Veto-Signal jedoch nicht vor Beendigung der Auslese abgeschaltet werden. In diesem Fall wird die Ausgabe eines Signals der Einfachkoinzidenz verhindert indem ein Veto an die Einfachkoinzidenz angelegt wird.

Dieses Veto-Signal wird von einem "Gate"-Generator erzeugt der vom Haupttriggersignal gestartet wird.

Ein weiteres Signal der Haupttriggerstufe veranlasst die Auslese der Camac-Einschübe durch den Computer ("Lam"-Signal).

Nach Beendigung der Auslese werden mit Hilfe eines Ausgaberegisters "Anti-Busy"-Signale erzeugt. Eines dieser Signale stoppt das ,an der Einfachkoinzidenz anliegende, Veto. Das zweite "Anti-Busy"-Signal wird verzögert auf diese Einfachkoinzidenz gegeben.

Eines der Ausgangssignale dieser Einfachkoinzidenz stoppt das, an der Szintillatorkoinzidenz anliegende, Veto und ermöglicht so einen neuen Trigger.

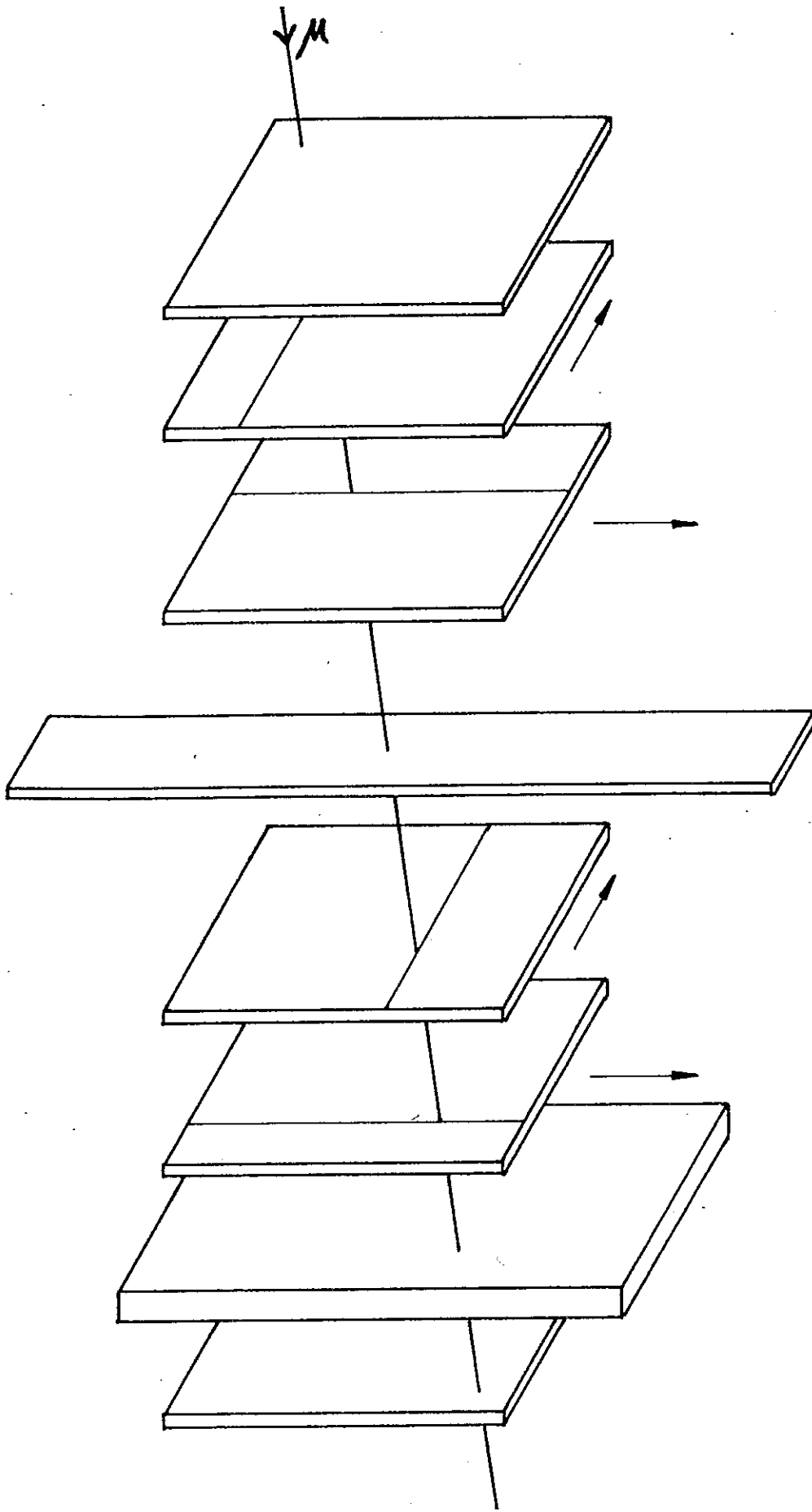
Das zweite Ausgangssignal der Einfachkoinzidenz veranlasst die Camac-Einschübe und die Cato-Elektronik ihre Registerinhalte zu löschen.

- Beschreibung des Ausleseprogramms

Die Auslese der Camac-Einschübe geschah durch das Datenerfassungsprogramm Maxadc /Peise/. Nach Eintreffen eines "Lam"-Signals wurden die Daten (Adressen der gefeuerten Proportionalkammern im Perseus , ADC-Daten , usw.) eingelesen. Die Daten wurden in Histogramme gefüllt, die auf einem Farbmonitor dargestellt wurden und auf diese Weise eine "online"-Kontrolle der Messungen ermöglichten. Anschließend wurde kontrolliert ob, je nach gewünschter Koordinate, genau ein Draht in den getroffenen Proportionalkammern angesprochen hatte und somit eine Rekonstruktion der Müonenspur eindeutig möglich war. Dann wurden die Adressen der angesprochenen Drähte und die Meßdaten der Testkammer auf Diskette, beziehungsweise auf Festplatte geschrieben.

Die Koinzidenzrate der Szintillationszähler betrug etwa 0.5 Hz, die der Szintillationzähler und der Proportionalkammern 0.25 Hz. Die Rate der Ereignisse, bei denen genau ein Draht pro Kammer angesprochen hatte, betrug etwa 0.04 Hz. Der Anteil der Ereignisse, bei denen zwei oder drei Drähte pro Proportionalkammer angesprochen hatten, betrug weniger als zehn Prozent der nicht ausgewerteten Ereignisse.

Die auf diese Weise gewonnenen Daten wurden nach Beendigung der Messung auf die μ -Vax des I. Physikalischen Institutes übertragen und dort ausgewertet.



Sz 1

Sz 1 (270×270 mm²)

Pk 1

Pk 1 (270×270 mm²)
128 Drähte

Pk 2 (270×270 mm²)
128 Drähte

Testkammer

Pk 3 (270×270 mm²)
128 Drähte

Pk 4 (270×270 mm²)
128 Drähte

40 mm Blei

Sz 2 (270×270 mm²)

Abb.3.7 Teststand für kosmische Myonen

4. Resultate

4.1. Untersuchungen zur Drahtauslese der Testkammern

In diesem Kapitel werden die Form der Drahtsignale und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testkammern untersucht.

4.1.1 Zählraten

Zur Festlegung eines Arbeitspunktes für die Hochspannung und zum Vergleich der beiden Kammertypen wurden die Zählraten der Kammern in Abhängigkeit von der Hochspannung gemessen.

Die Drähte der H1-Kammer und der Iarocci-Kammer wurden wie in Kapitel 3.2. beschrieben ausgelesen. Das Signal der Iarocci-Kammer wurde über einen Verstärker (Le Croy Typ 333, 5-fache Verstärkung) auf einen Diskriminator gegeben, dessen Schwelle auf 50 mV eingestellt war. Die effektive Schwelle betrug also 10 mV. Die Weite des Ausgangssignals des Diskriminators betrug 200 nsec. Die Rate dieser Ausgangssignale wurde mit einem 100 Mhz-Zähler gemessen.

Die acht Ausgänge der H1-Kammer wurden auf eine Elektronikeinheit ("Linear Fan In ") gegeben, deren Ausgangssignal die analoge Summe der acht Eingangssignale darstellt. Auf diese Weise erhält man ein Signal das dem der Iarocci-Kammer vergleichbar ist. Dieses Signal wurde ebenfalls über einen Verstärker (5-fach) auf einen Diskriminator (Schwelle = 50 mV, Weite = 200 ns) und von dort auf einen 100 Mhz-Zähler gegeben. Die Messungen an beiden Kammern wurden gleichzeitig durchgeführt. Die Kammern lagen übereinander, so daß ein Myon fast immer beide Kammern durchquerte. Die gemessenen Zählraten sind in Abb.4.1.1 aufgetragen.

Der Anstieg der Zählratenkurven ist charakterisiert durch den Übergang vom Proportional- in den Streamer-Bereich und durch das Anwachsen der Streamerladung mit steigender Hochspannung. Ab etwa 4.5 kV ist die Ladung aller Streamer so groß, daß die Amplitude des Spannungspulses größer als 10 mV ist. Das heißt alle Myonen die das aktive Volumen der Kammer durchquert haben verursachen einen Spannungsimpuls der größer als 10 mV ist. Der Beginn des Zählratenplateaus ist abhängig von der eingestellten Diskriminatorschwelle. Bei niedrigerer Schwelle verschiebt sich der Einsatzpunkt des Plateaus zu niedrigeren Werten der Hochspannung. Zur Messung der Zählratenkurve muß man eine Schwelle wählen, die weit genug von der Amplitude der Rauschsignale entfernt ist und gleichzeitig kleiner ist als die Amplitude der Drahtsignale. (siehe Kap.4.1.2)

Das Ende des Zählratenplateaus ist durch das Auftreten von "Nachpulsen" gekennzeichnet. Der Durchgang eines Myons verursacht mehrere Pulse, wobei Sekundärpulse auch noch 200 ns nach Auftreten des primären Pulses erscheinen. Sekundärpulse die einen kürzeren zeitlichen Abstand zum Primärpuls besitzen werden nicht mitgezählt da die Weite des Diskriminatorausgangs als Totzeit betrachtet werden kann. Bei einer Verkürzung der Totzeit verschiebt sich das Ende des Plateaus zu kleineren Werten der Hochspannung. Zwei Gründe für die Entstehung solcher Nachpulse am Plateauende sind die folgenden :

Bei steigender Hochspannung nimmt die Ausdehnung des Streamers immer mehr zu. Wenn der Streamerkopf nahe genug an die Kathode herankommt können die Rekombinationsphotonen des Streamers aus der Kathode Elektronen befreien. Diese Elektronen driften zum Anodendraht und lösen dort einen neuen Streamer aus.

Bei der Ankunft der positiven Ionen an der Kathode können Elektronen ausgelöst werden, die ebenfalls zum Draht driften und dort einen neuen Puls verursachen.

Die Anzahl der Nachpulse wächst mit steigender Hochspannung.

Den Zählratenkurven kann man entnehmen, daß beide Testkammern einen Arbeitsbereich haben der etwa 400 V lang ist. Der Arbeitspunkt für die folgenden Messungen wurde auf 4.7 kV festgelegt

(siehe auch Kap. 4.1.2.).

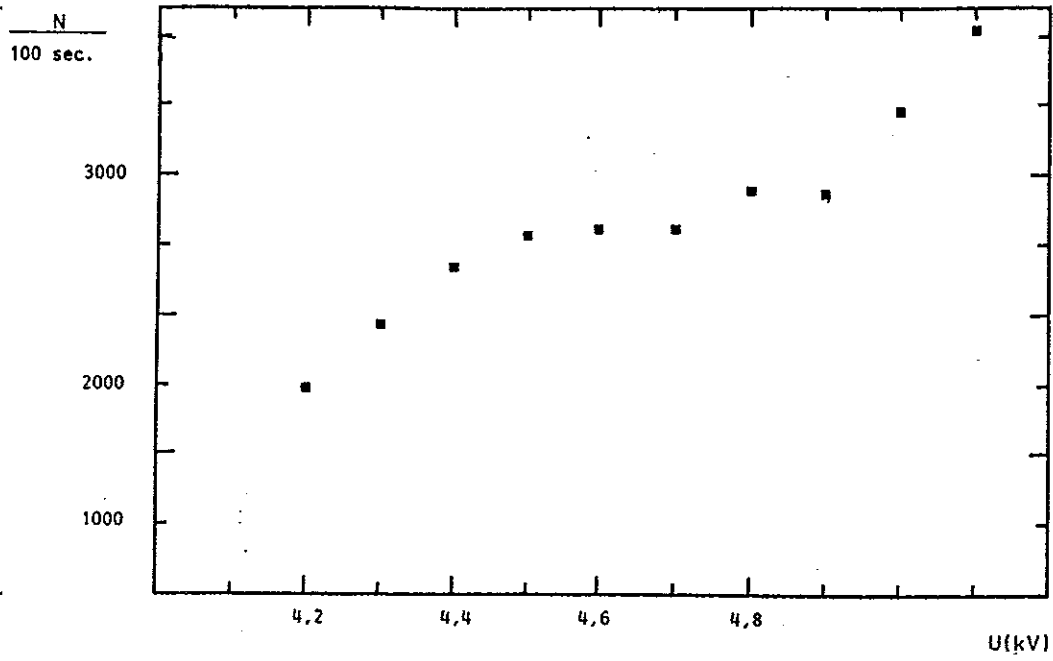


Abb.4.1.1 a Zählratenkurve der Iarocci-Kammer

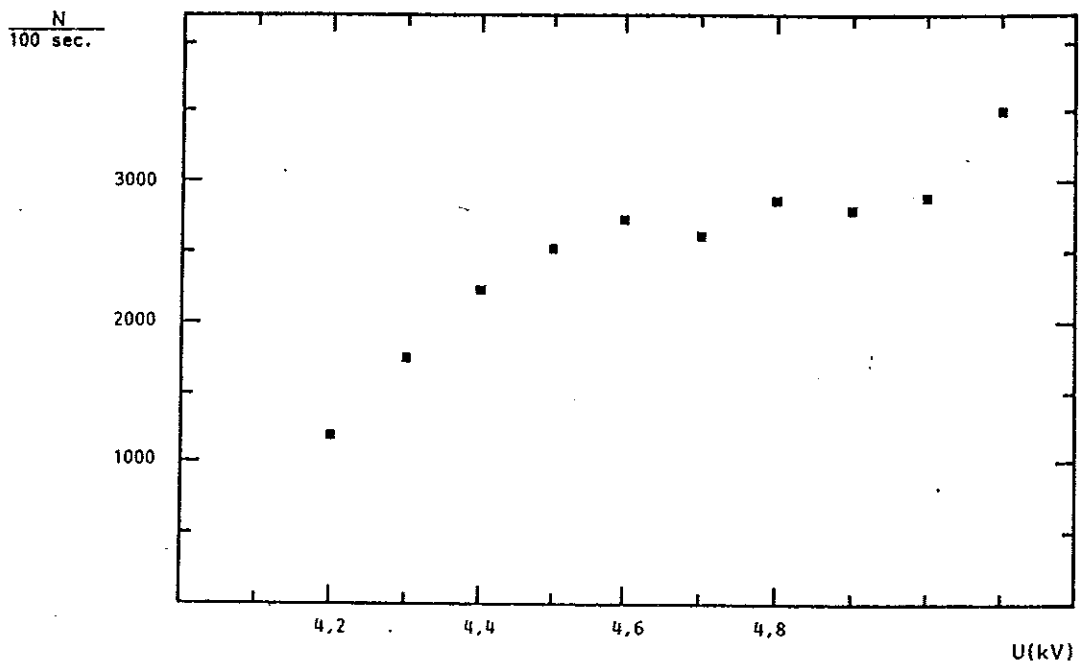


Abb.4.1.1 b Zählratenkurve der H1-Kammer

4.1.2. Ladungsspektren

Eine wichtige Größe für kalorimetrische Messungen ist der von einem minimal ionisierenden Teilchen verursachte Ladungspuls. Von Bedeutung ist dabei sowohl die mittlere Ladung eines solchen Pulses als auch die Breite des Ladungsspektrums.

Die auf den Drähten der Testkammern influenzierten Ladungen wurden mit einem Analog-zu-Digitalkonverter (Le Croy Typ 2249 A) gemessen. Die acht Drähte der H1-Kammer wurden einzeln ausgelesen. Abb. 4.1.2 zeigt die gemessenen Drahtladungen bei einer Hochspannung von 4.7 kV.

Der wahrscheinlichste Wert der Ladung beträgt für die Iarocci-Kammer (H1-Kammer) etwa 25 pC (22 pC). Die volle Breite in der halben Höhe des Spektrums beträgt 16 pC (21 pC).

Die Breite des Spektrums ist bei der H1-Kammer etwas größer als bei der Iarocci-Kammer. Die Gründe dafür sind die unterschiedlichen Produktionsbedingungen. (siehe Kap. 3.1.2 und Kap. 4.1.3)

Außerdem wurde die Drahtladung in Abhängigkeit von der Kammerhochspannung gemessen. Abb.4.1.3 a zeigt die gemessenen mittleren Ladungen in Abhängigkeit von der Hochspannung für den Fall der Iarocci-Kammer. Zur Charakterisierung der Breite der Ladungsspektren wurden die Standardabweichungen der Meßwerte für einen bestimmten Hochspannungswert dividiert durch die mittlere Ladung, $\sigma/\langle Q \rangle$, in Abb. 4.1.3 b aufgetragen. Die entsprechenden Werte für die H1-Kammer sind in Abb.4.1.3 a und in Abb. 4.1.3 b für je 3 einzelne Drähte aufgetragen. Man erkennt das die einzelnen Drähte sich sehr ähnlich verhalten. Die restlichen 5 Drähte verhalten sich analog.

Da die Breite der Spektren bei steigender Hochspannung nicht in gleichem Maße wächst wie die mittlere Ladung sinkt der Quotient aus beiden mit steigender Hochspannung (Abb. 4.1.3 b).

Dieser Quotient soll für den Arbeitspunkt der Kammer einen möglichst kleinen Wert annehmen. Außerdem muß der Arbeitspunkt möglichst weit vom Ende des Zählratenplateaus entfernt sein und die mittlere Ladung muß möglichst groß sein. Für den Betrieb unserer Kammern wurde deshalb eine Hochspannung von 4,7 kV gewählt.

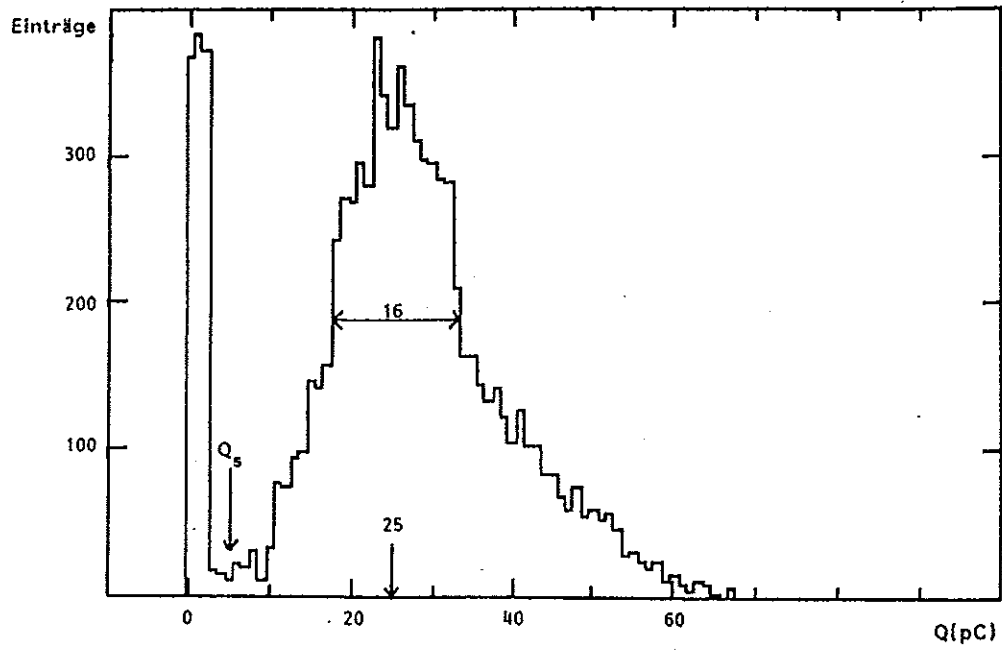


Abb.4.1.2 a Drahtladungsspektrum der Iarocci-Kammer

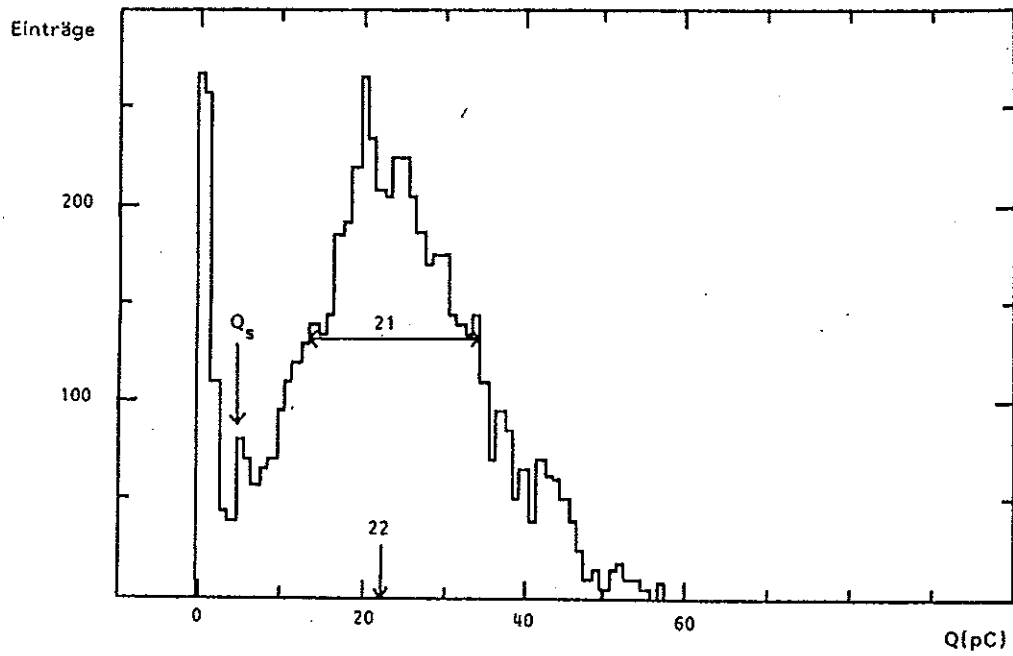


Abb.4.1.2 b Drahtladungsspektrum der H1-Kammer

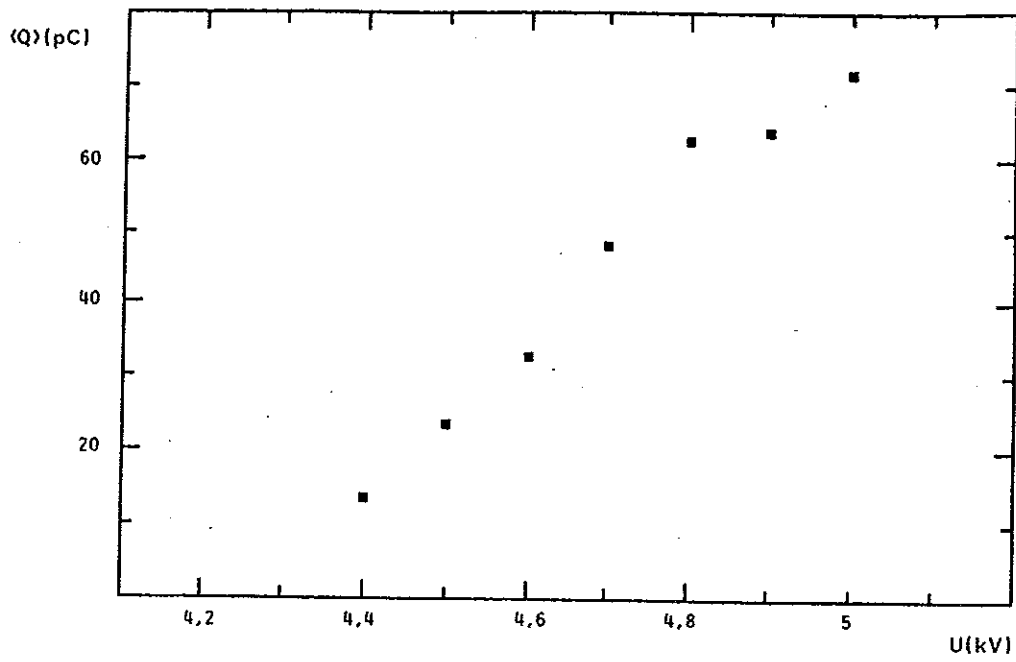


Abb.4.1.3 a Mittelwerte der Signalladung als Funktion der Hochspannung

Iarocci-Kammer

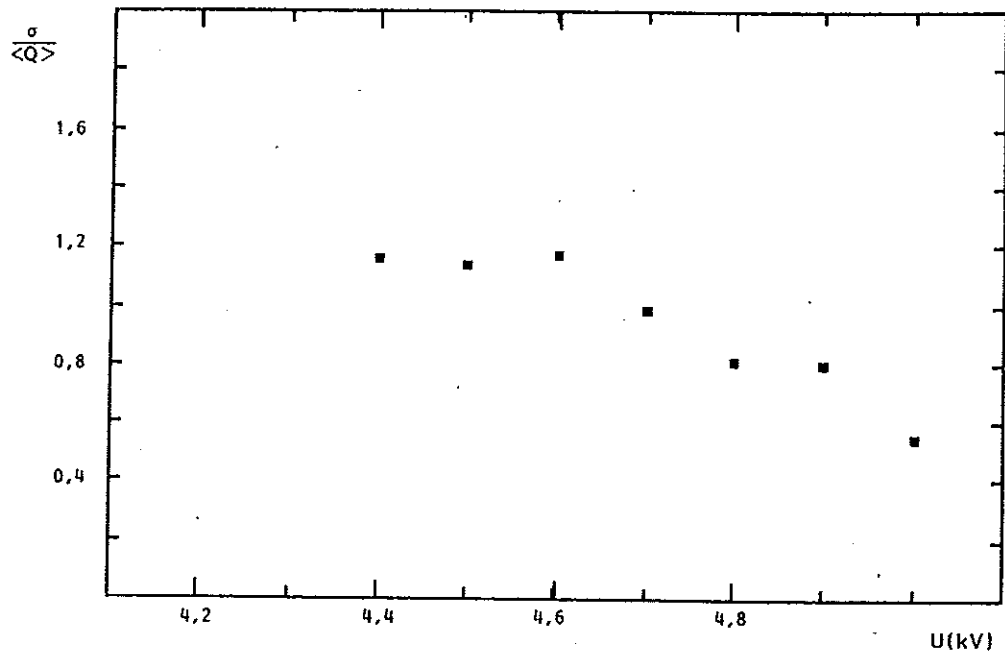
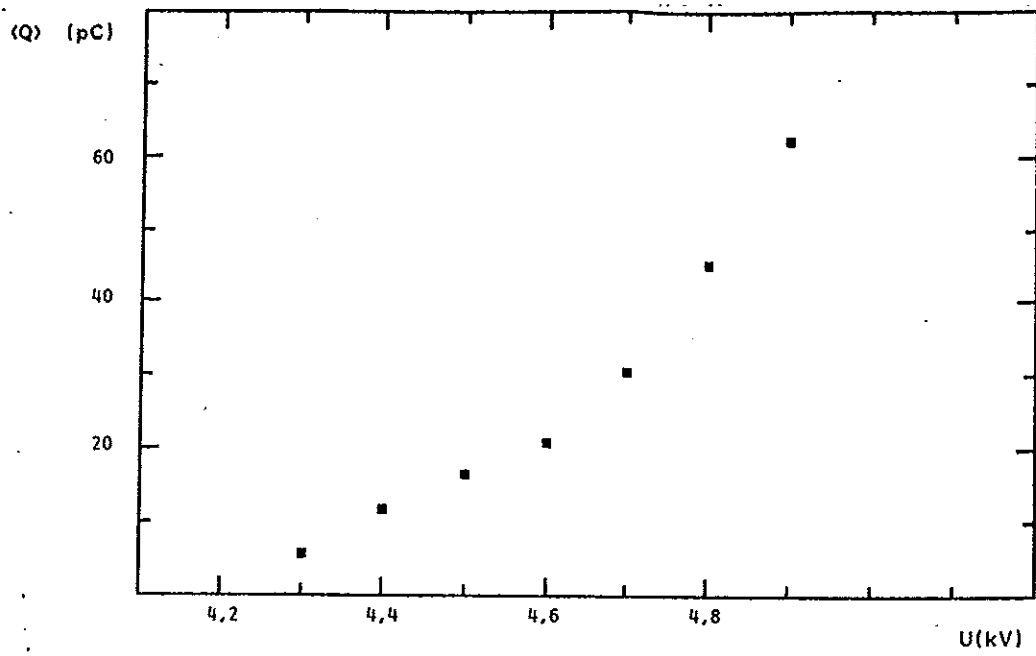
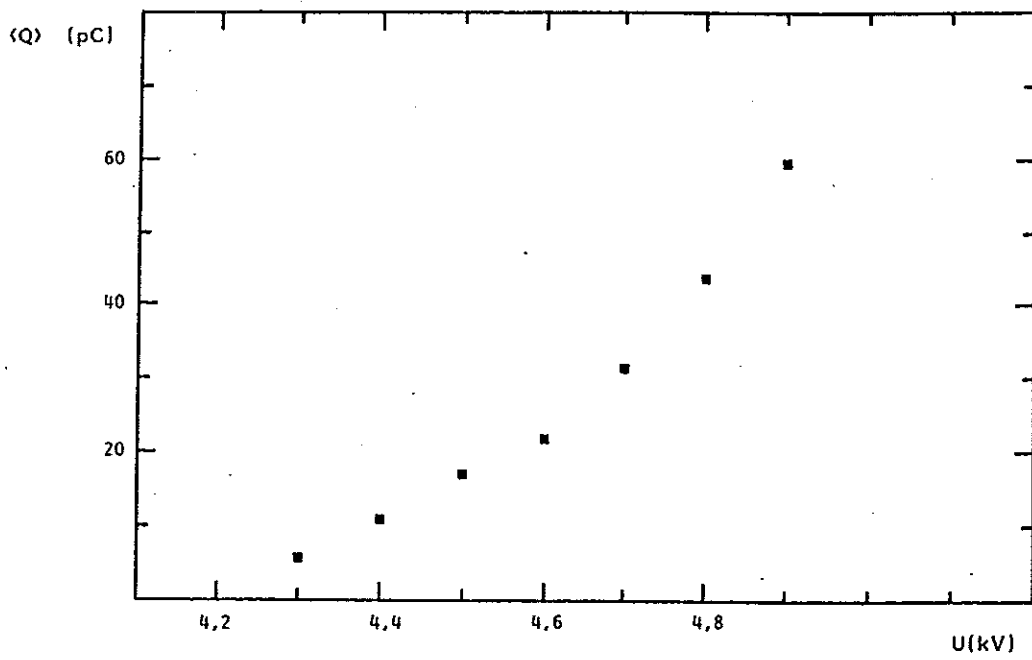


Abb.4.1.3 b Mittelwerte von $\frac{\sigma}{\langle Q \rangle}$ als Funktion der Hochspannung

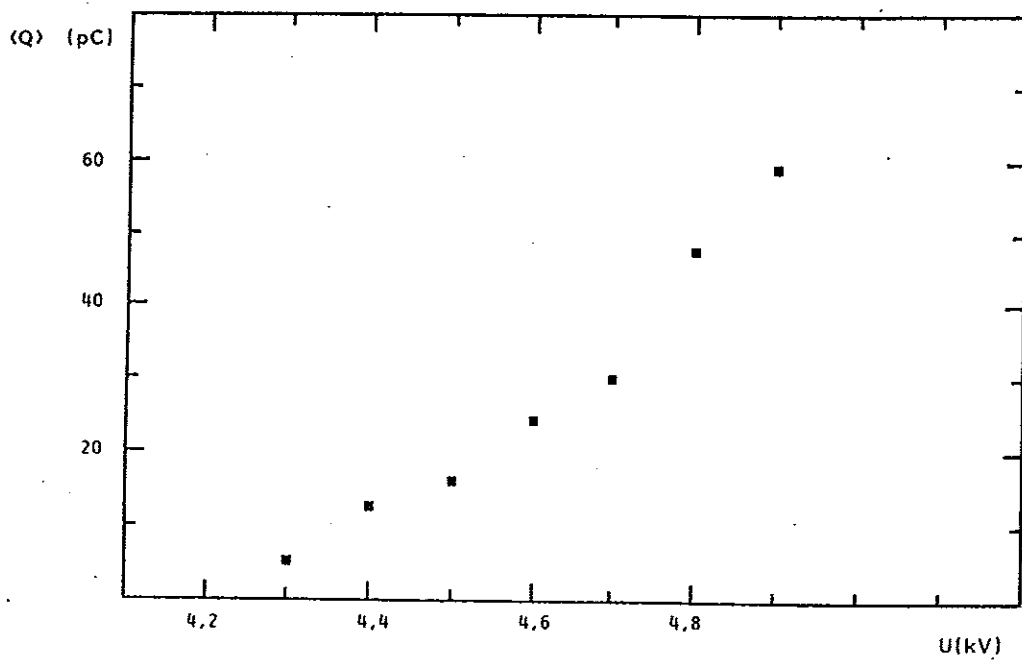
Iarocci-Kammer



Draht 1



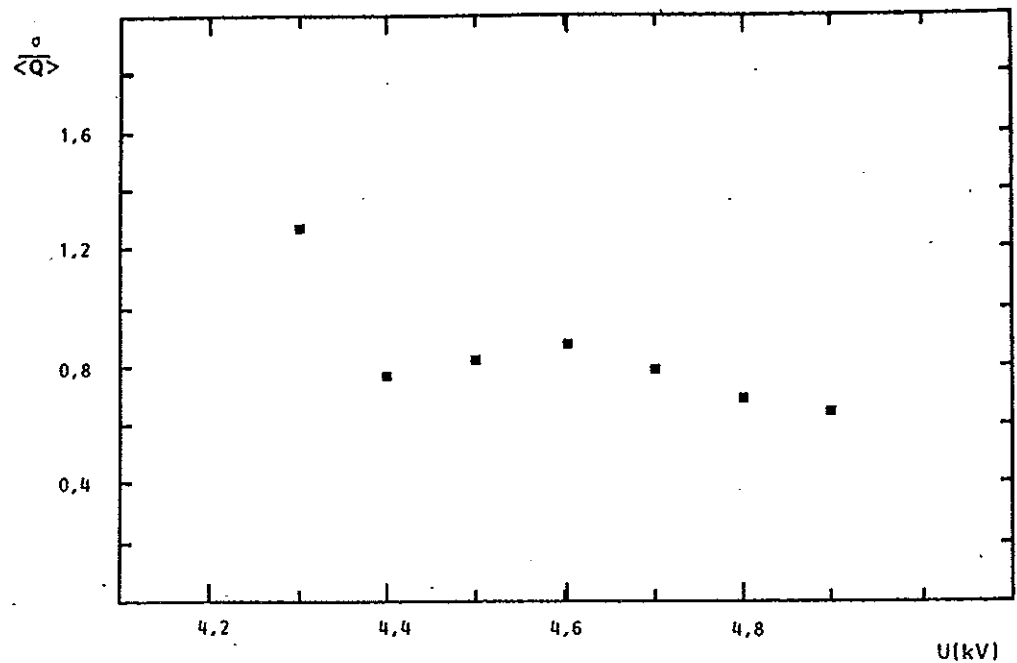
Draht 2



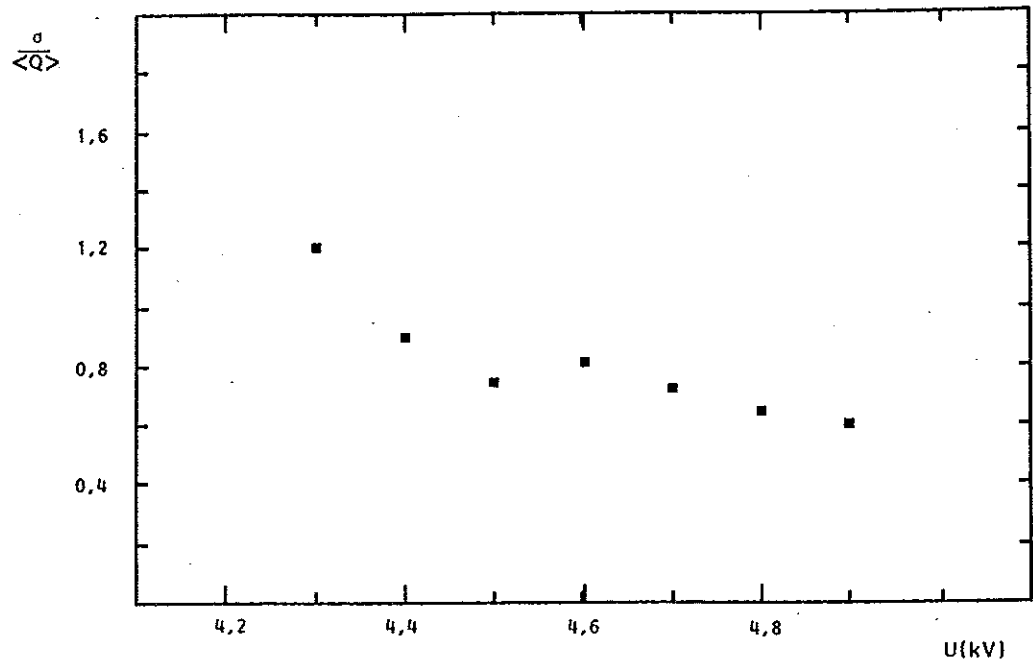
Draht 3

Abb.4.1.3 a Mittelwerte der Signalladung als Funktion der Hochspannung

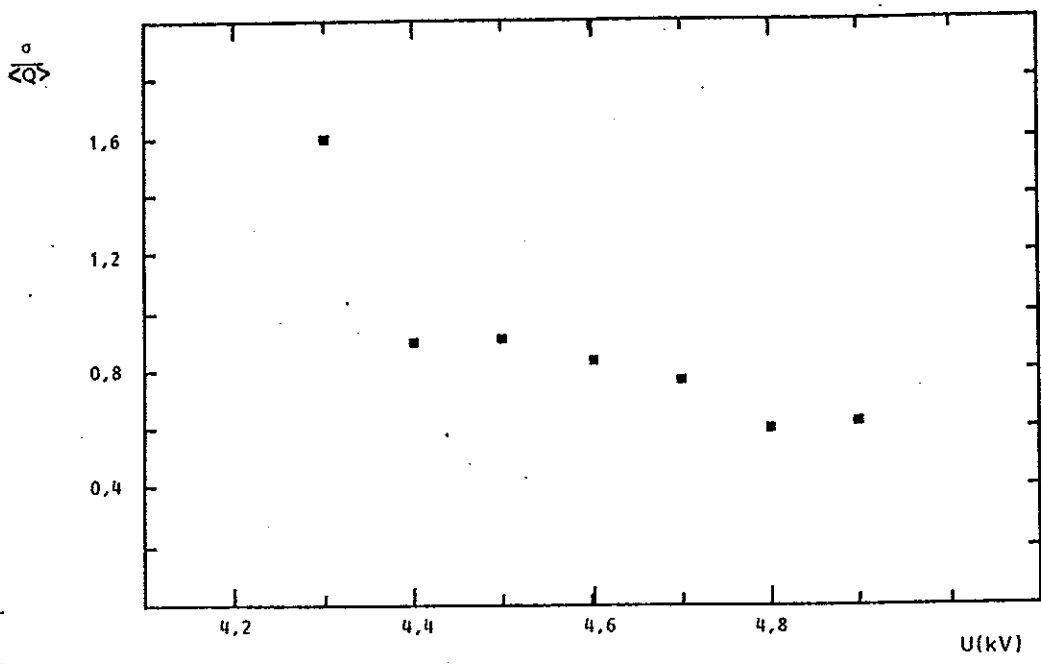
H1-Kammer



Draht 1



Draht 2



Draht 3

Abb.4.1.3 b Mittelwerte von $\frac{\sigma}{\langle Q \rangle}$ als Funktion der Hochspannung H1-Kammer

Die relativen Änderungen von mittlerer Ladung und relativer Breite der Spektren bei einer Hochspannungsvariation von 100 V um den Arbeitspunkt sind in der nachfolgenden Tabelle angegeben :

Kammertyp	$\frac{\Delta \bar{Q}}{\bar{Q}}$	$\frac{\Delta(\sigma / \bar{Q})}{\sigma / \bar{Q}}$
Iarocci	22 %	15 %
H 1	38 %	11 %

Tabelle 4.1 Änderung der Spektren bei Hochspannungsvariation

Die relative Änderung der mittleren Ladung ist für die H1-Kammer größer als für die Iarocci-Kammer, da die mittlere Ladung der H1-Kammer bei 4.7 kV geringer ist als die der Iarocci-Kammer. Die absolute Änderung der mittleren Ladung beträgt 10 pC für die Iarocci-Kammer und 13 pC für die H1-Kammer.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, daß die gezeigten Ladungsspektren charakteristische Beispiele für die beiden Kammern sind. Sie ändern sich bei Änderung äußerer Parameter wie Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung. /Zitzen/

Für den Fall, daß die H1-Kammer ohne einen graphitierten Deckel betrieben wurde ließen sich weder ein Zählratenplateau noch ein vom Offset getrenntes Ladungsspektrum beobachten. Der Grund dafür ist der asymmetrische Feldverlauf dieser Konfiguration. Die Profilwände liegen auf negativem Potential und das "Pad"- oder "Streifen"- Profil auf der Kammer liegt, genau wie der Draht, auf Erdpotential. Die Feldlinien verlaufen daher teilweise von den Profilwänden zum "Pad"- oder "Streifen"- Profil.

Das hat zur Folge, daß ein Teil der Primärionisation nicht zum Draht sondern zum Deckel der Kammer hingezogen wird und somit nicht zum Nachweis beitragen kann.

4.1.3. Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen

Für den Einsatz der Kammern als Myondetektor ist es wichtig, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern für Myonen möglichst groß ist. Mit Hilfe der Proportionalkammern wurden die Koordinaten des Durchstoßpunktes eines Myons in der Mittelebene der Testkammern bestimmt. Die an den Drähten deponierte Ladung wurde mit einem Analog-zu-Digitalkonverter (Le Croy Typ 2249 A) gemessen. Die Ladungsschwelle wurde dabei auf 5 pC festgelegt (siehe Abb.4.1.2).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Testkammern ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der Myonen, die von der Testkammer nachgewiesen wurden, zu der Anzahl der Myonen die die Testkammer durchquert hatten:

$$N_w = \frac{N_{\text{gesehen}}}{N_{\text{getroffen}}}$$

Die Abb.4.1.4 a,b zeigen die Nachweiswahrscheinlichkeit der beiden Kammern in Abhängigkeit von der Hochspannung. Für Hochspannungswerte unter 4.6 kV liegt der Hauptteil des Ladungsspektrums noch unterhalb von 5 pC. Mit steigender Hochspannung werden die Signale immer größer. Wenn der Hauptteil des Ladungsspektrums größer als 5 pC ist erreicht die Nachweiswahrscheinlichkeit einen annähernd konstanten Wert. Dieser Wert beträgt für die H1-Kammer etwa 92 % , für die Iarocci-Kammer etwa 94 %. Die Gründe für die Abweichungen dieser Werte von einem Wert von 100 % für die volle Nachweiswahrscheinlichkeit sind die folgenden:

1. Teilchen die beim durchqueren der Kammer nicht den aktiven Bereich (Gasvolumen) der Kammer getroffen haben sondern eine Profilwand werden nicht nachgewiesen.

2. Der Anteil der Ereignisse bei denen die am Draht deponierte Ladung kleiner war als 5 pC wird als nicht registriert angenommen.

Zur weiteren Untersuchung wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Koordinate senkrecht zum Kammerdraht gemessen. Das Ergebnis für jeweils Imm breite Bereiche ist in Abb.4.1.5 dargestellt. Man erkennt die Struktur der Kammerprofile. Am Ort der Profilwände ist die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich geringer als im aktiven Bereich der Kammer.

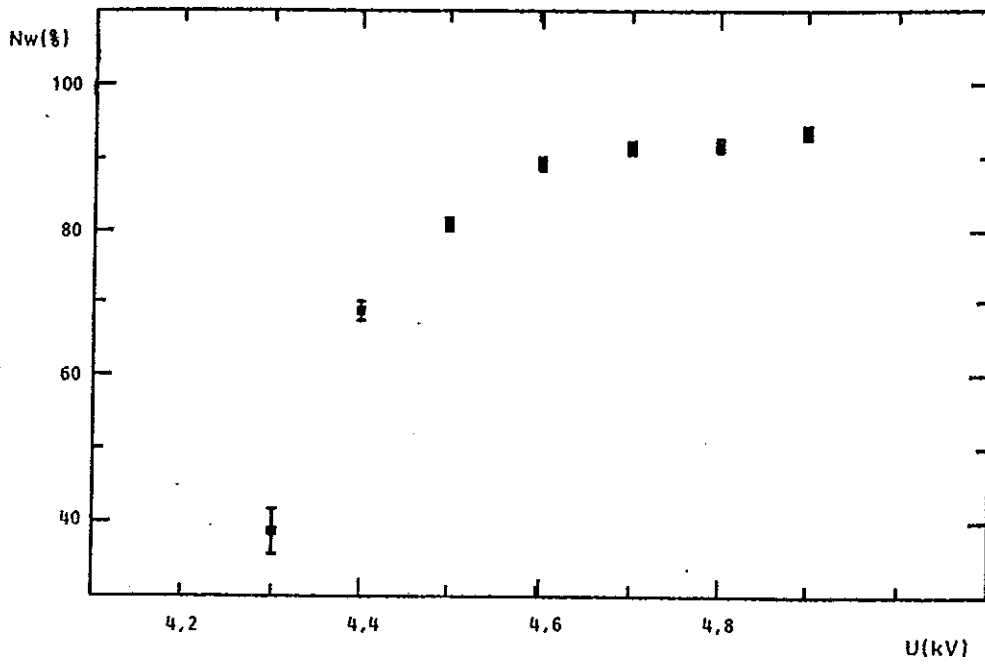


Abb.4.1.4 a Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Kammer als Funktion der Hochspannung

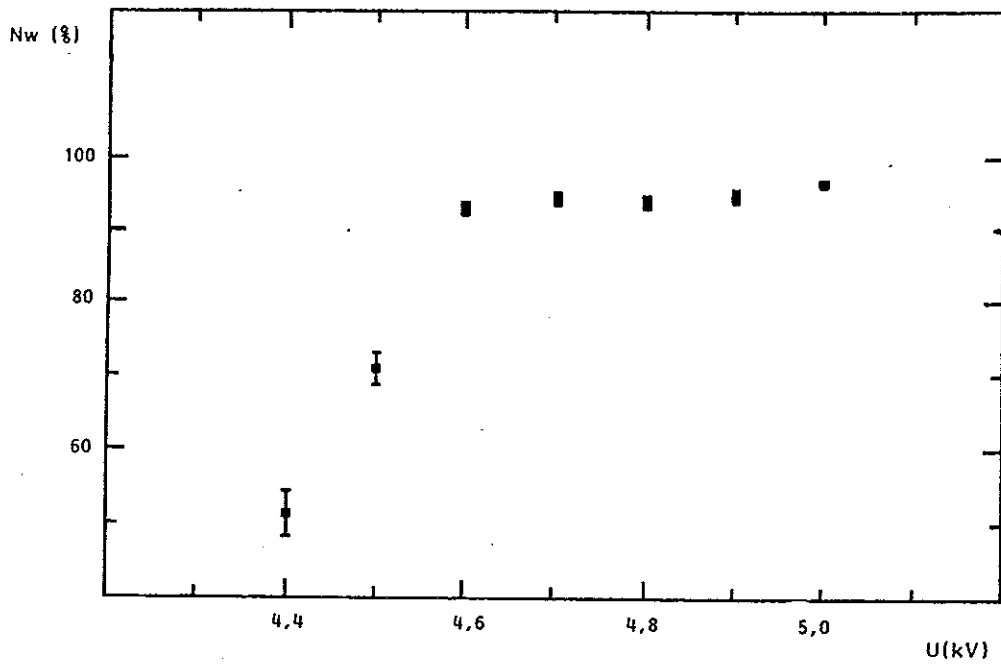


Abb.4.1.4 b Nachweiswahrscheinlichkeit der Iarocci-Kammer als Funktion der Hochspannung

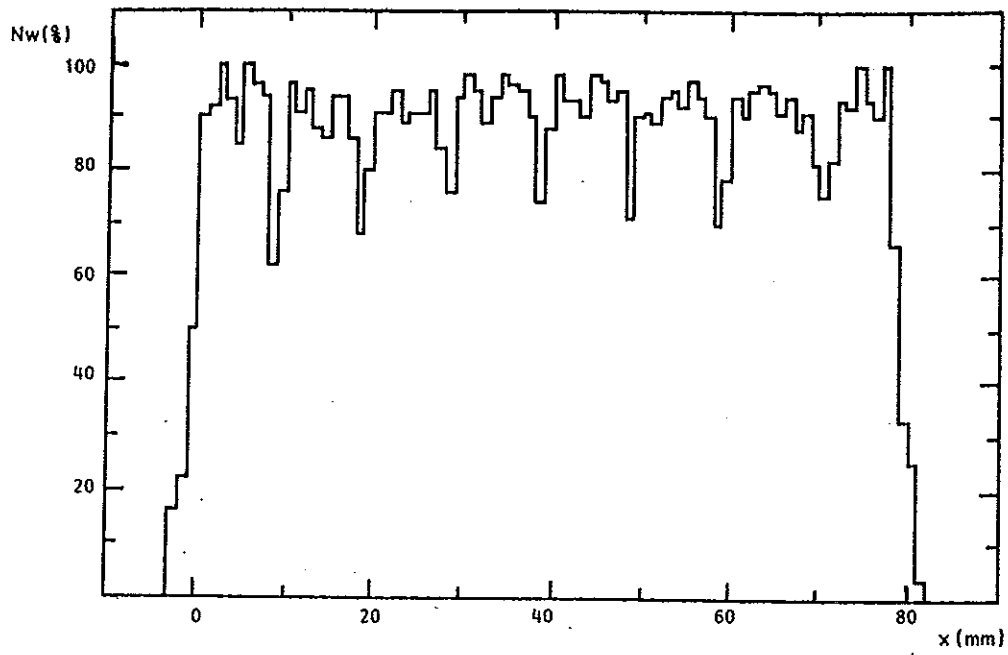


Abb.4.1.5 a Nachweiswahrscheinlichkeit der H1-Kammer als Funktion des Durchgangsortes kosmischer Myonen

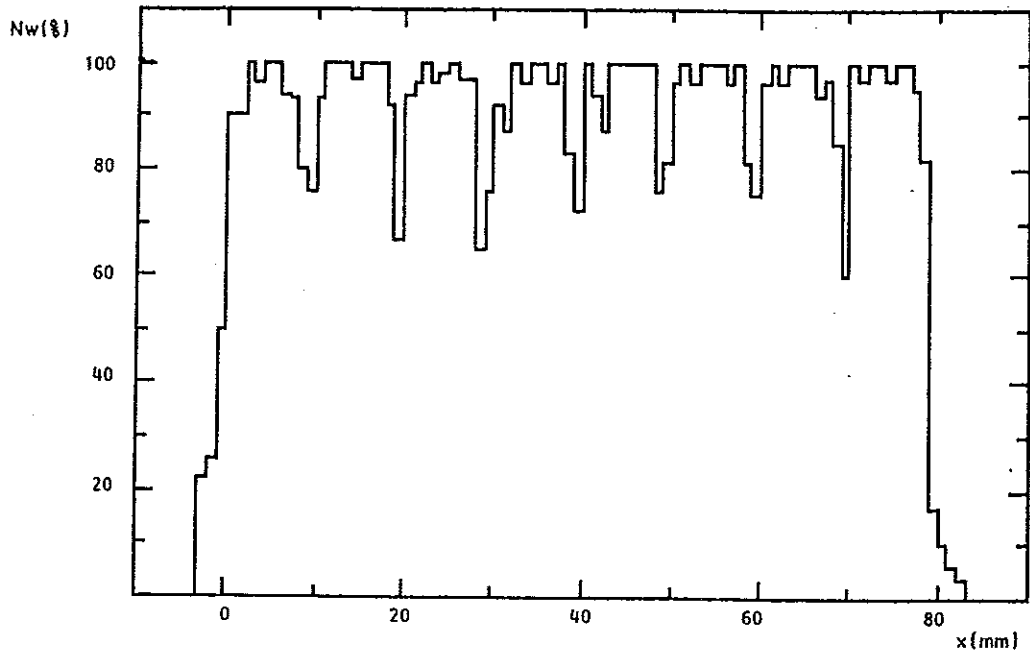


Abb.4.1.5 b Nachweiswahrscheinlichkeit der Iarocci-Kammer als Funktion des Durchgangsortes kosmischer Myonen

Zum besseren Verständnis der Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort der Profilwände wurden die folgenden Überlegungen angestellt.

1. Die Winkel zwischen der Bahn eines Myons und der Senkrechten auf die Kammer sind zu einem hohen Prozentsatz größer als Null Grad. Das hat zur Folge, daß Myonen die eine Profilwand in der Mittelebene der Kammer getroffen haben, einen Teil des Gasvolumens durchquert haben. Diese Myonen werden dann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit nachgewiesen. Diese Wahrscheinlichkeit ist abhängig von der erzeugten Primärionisation, das heißt, von der Strecke, die das Myon innerhalb des Gases zurückgelegt hat. Der Einfachheit halber wurde bei der folgenden Betrachtung jedes Myon, welches eine Strecke > 0 im Gasraum durchquert hatte, als registriert angenommen.

Abb.4.1.6 zeigt einen Schnitt durch die Kammer senkrecht zum Draht und senkrecht zum Profil. Eine Profilwand der Höhe a und der Breite b ist eingezeichnet. Außerdem sind die Bahnen der Myonen welche die Profilwand in der Mitte der Kammerebene und am Rand der Profilwand getroffen haben skizziert. Der Winkel α zwischen der Bahn des Myons und der Senkrechten auf die Kammer ist eingezeichnet.

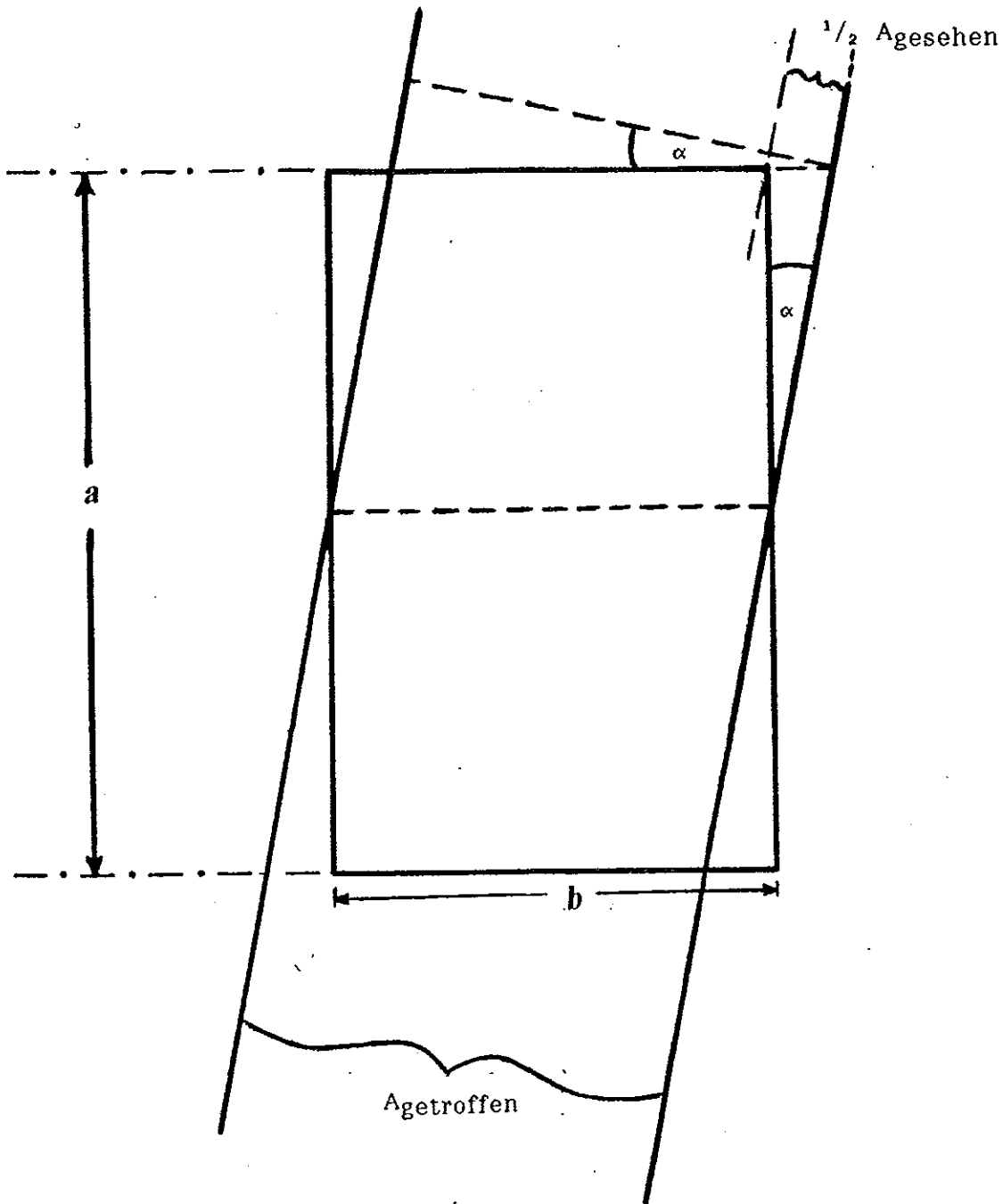
Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen deren Bahnen zwischen diesen Grenzen liegen und den gleichen Neigungswinkel gegen die Kammersenkrechte haben ergibt sich daraus wie folgt:

$$Nw(\alpha) = \frac{A_{\text{gesehen}}}{A_{\text{getroffen}}}$$

Anhand der Abbildung ergibt sich dafür der folgende Ausdruck :

$$Nw(\alpha) = \frac{a \tan(\alpha)}{b}$$

Dieser Ausdruck gibt die Nachweiswahrscheinlichkeit an für Myonen welche die Kammer unter einem Winkel α durchquert haben und in der Mittelebene der Kammer eine Profilwand getroffen haben. Dieser Ausdruck gilt nur für Winkel $\leq 6.3^\circ$. Im Fall größerer Neigungswinkel hat das Myon immer einen Teil des Gasvolumens durchquert und wird nach der obigen Voraussetzung immer registriert.



b : Breite der Profilwand
 a : Höhe der Profilwand

Abb. 4.1.6 Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort einer Profilwand

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen welche die Kammer unter einem Winkel zwischen 0° und α_0 ($\alpha_0 \leq 6.3^\circ$) durchquert haben und eine Profilwand getroffen haben ist demnach gegeben durch :

$$NW (0-\alpha_0) = \frac{\int_0^{\alpha_0} NW(\alpha) d\alpha}{\int_0^{\alpha_0} d\alpha} = \frac{-a \ln(\cos \alpha_0)}{b \alpha_0}$$

Daraus ergeben sich folgende Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort einer Profilwand.

α_0	Nachweiswahrscheinlichkeit ($0^\circ \leq \alpha \leq \alpha_0$)
1°	7.8 %
2°	15.7 %
3°	23.6 %
4°	31.4 %

Tabelle 4.2 Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort einer Profilwand

2. Da die Ortsauflösung der Proportionalkammern größer ist als 0.5 mm, liegt der gemessene Wert für die Nachweiswahrscheinlichkeit innerhalb einer Profilwand von 1 mm Breite über dem unter 1. berechneten Wert. Zur Berechnung dieses Effektes wurde die mit den Proportionalkammern bestimmte Koordinate des Durchstoßpunktes als gaußverteilt mit einer Standardabweichung σ_s um den wahren Wert angenommen. Das erwartete Meßergebnis ist dann die Faltung dieser Gaußfunktion mit der wahren Nachweiswahrscheinlichkeitsverteilung. Für die Nachweiswahrscheinlichkeit im aktiven Teil der Kammer wurde ein Wert von 98 % eingesetzt. Dies ist der gemessene Wert für den aktiven Teil der Iarocci-Kammer. Für die Nachweiswahrscheinlichkeit innerhalb einer Profilwand wurde der unter 1. berechnete Wert eingesetzt. Das Ergebnis der Faltung ist in Abb.4.1.7 aufgetragen. Die Meßwerte werden mit $\sigma_s = 0.7$ mm am besten reproduziert.

Die eingezeichneten Punkte ergeben sich folgendermaßen aus den Meßwerten für die Iarocci-Kammer: Aus den Werten der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit an den Orten der sieben Profilwände (siehe Abb. 4.1.5) wurde der Mittelwert berechnet und in Abb. 4.1.7 eingetragen. Der eingezeichnete Fehler ist die Standardabweichung der sieben Meßwerte von diesem Mittelwert. Analog dazu wurden die Punkte für die Umgebung der Profilwand bestimmt. Man sieht anhand dieser Abbildung, daß die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort der Profilwände recht gut durch die beschriebenen Effekte verstanden werden kann.

Im folgenden sollen nun Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeit im aktiven Bereich der Kammern angegeben werden.

Beträgt die wahre Nachweiswahrscheinlichkeit ε , dann ist die Wahrscheinlichkeit bei N Treffern n Teilchen zu registrieren gegeben durch:

$$P(n) = \frac{N! \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{N-n}}{n! (N-n)!}$$

Wenn die Kammer von N Teilchen, die sie getroffen haben, n registriert hat dann ist die wahre Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer mit der Wahrscheinlichkeit α größer als ε_g wenn gilt :

$$\int_{\varepsilon_g}^1 \frac{N!}{n! (N-n)!} \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{N-n} d\varepsilon = \alpha \int_0^1 \frac{N!}{n! (N-n)!} \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{N-n} d\varepsilon$$

Für N wurde die Anzahl der Teilchen eingesetzt die einen 7 mm breiten Bereich in der Mitte zwischen zwei Profilwänden durchquert haben. Entsprechend wurde für n die Anzahl der in diesem Bereich registrierten Teilchen eingesetzt. Die Meßwerte für die beiden Nachbarbins der Profilwände wurden nicht zur Berechnung herangezogen da sie wie oben beschrieben durch die Auflösung der Proportionalkammern beeinflusst werden. Nach Einsetzen der Werte für N und n wurde ε_g für eine Wahrscheinlichkeit von $\alpha = 95 \%$ numerisch berechnet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

betrachteter Bereich x (mm)	ε_g (%)	
	Iarocci-Kammer	H1-Kammer
1-7	93.4	89.8
11-17	97.3	87.8
21-27	94	89.3
31-37	93.4	92.8
41-47	93.9	91.8
51-57	96.3	89.8
61-67	95.4	90.3
71-77	96.3	89.7

Tabelle 4.3 Nachweiswahrscheinlichkeit im aktiven Bereich der Testkammern

Die Werte in der Tabelle bedeuten, daß die wahre Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern im angegebenen Bereich mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % größer ist als ε_g . Für den gesamten aktiven Bereich der Kammern ergeben sich daraus die folgenden Mittelwerte :

$$\text{Iarocci-Kammer } \varepsilon_g = 95 \%$$

$$\text{H1-Kammer } \varepsilon_g = 90.2 \%$$

Die etwas geringere Güte der untersuchten H1-Kammer im Vergleich zur Iarocci-Kammer hat ihre Ursache möglicherweise in Verunreinigungen der Kathodenoberflächen. Diese wurden bei der H1-Kammer unter Verwendung von Graphitspray im Labor hergestellt.

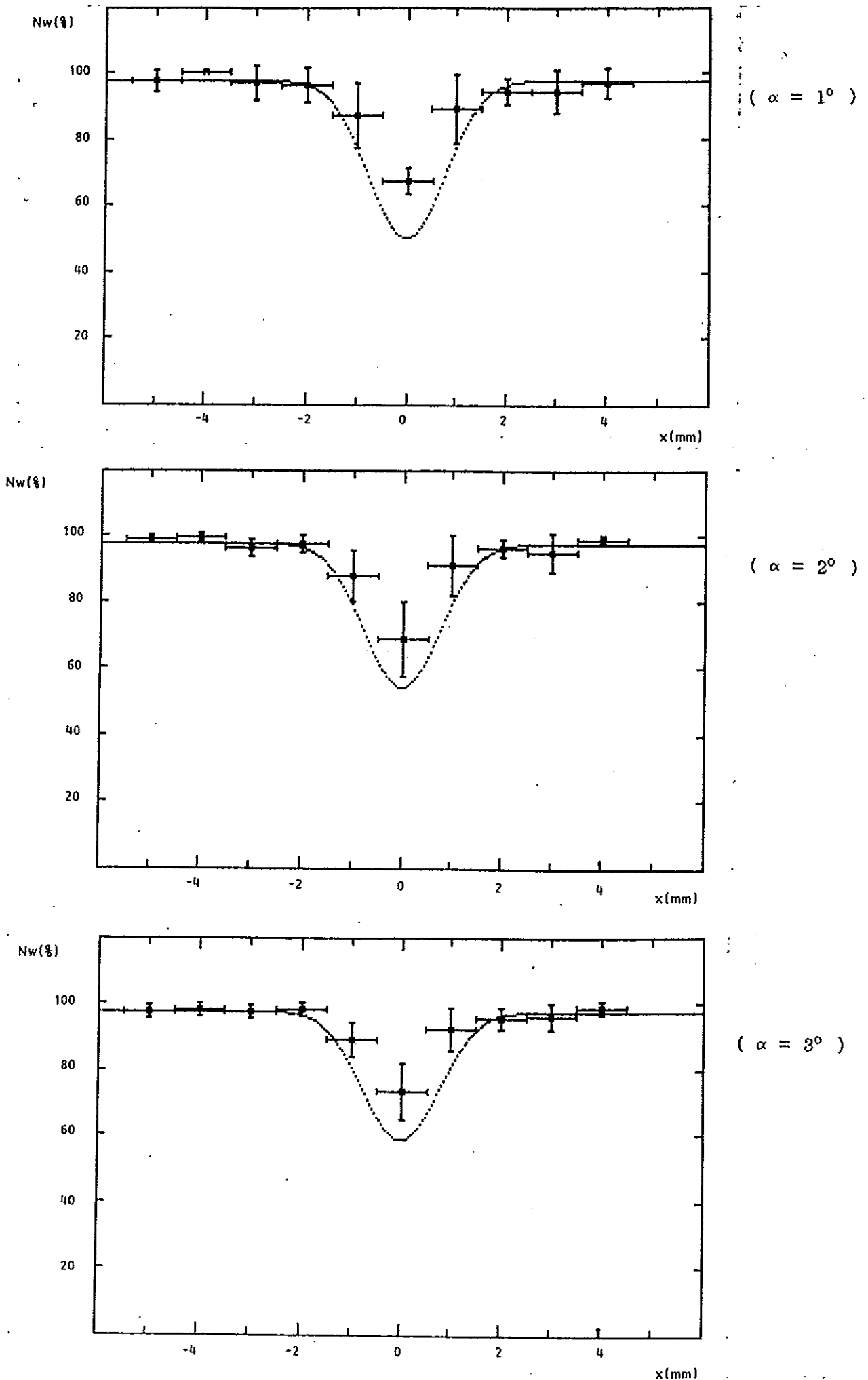


Abb.4.1.7 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Durchgangsortes von kosmischen Myonen

4.1.4 Pulsform der Drahtsignale

Die Elektronen und Ionen des Streamers bewirken während ihrer Bewegung eine Ladungsinfluenz auf den Elektroden der Kammer. Die auf dem Kammerdraht influenzierte Ladung wird über den Drahtanschluß nach außen abgeführt. Dieser Ladungsfluß erzeugt einen Spannungspuls am Auslesewiderstand. Inhalt dieses Abschnitts ist es, die Form dieses Spannungspulses zu untersuchen.

Für den Fall eines Zylinderkondensators (Kammer als Zylinderkondensator betrachtet) berechnet Sauli den Spannungspuls am Kondensator wie folgt / Sauli / :

Da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen sehr viel größer ist als die der Ionen (\approx Faktor 1000), werden die Elektronen sehr schnell von der Anode abgesogen. Danach tragen nur noch die zur Kathode driftenden Ionen zur Signalentstehung bei. Daher wird im folgenden nur der Einfluß der Ionen diskutiert.

Die Energie einer Ladung q die eine Potentialdifferenz dV durchquert, ändert sich um dE :

$$dE = q dV = q \frac{dV}{dr} dr \quad (1)$$

Diese Energie wird vom Feld des Kondensators geliefert. Die Bewegung der Ladung verursacht daher eine Spannungsänderung dU an den Platten des Kondensators :

$$dU = \frac{dE}{CU_0}$$

(1) eingesetzt ergibt $dU = q \frac{dV}{CU_0}$

Daraus folgt für $U(t)$ $U(t) = \frac{q}{CU_0} \int_0^t dV(t) \quad (2)$

Für einen Zylinderkondensator gilt $V(r) = \frac{CU_0 \ln(r/a)}{L 2 \pi \epsilon_0}$

- Dabei bedeuten
- C : Die Kapazität des Zylinderkondensators
 - L : Die Länge des Zylinderkondensators
 - U_0 : Gleichspannung zwischen den Elektroden des Kondensators
 - a : Radius der Anode (bzw. des Anodendrahtes)

Setzt man diesen Ausdruck für $V(r)$ in (2) ein so erhält man :

$$U(t) = \frac{q C U_0 \ln \left(\frac{r(t)}{a} \right)}{C U_0 L 2 \pi \varepsilon_0}$$

$r(t)$ erhält man aus der Driftgeschwindigkeit der Ionen :

$$\frac{dr}{dt} = \mu^+ \frac{E}{P} \quad \text{bzw.} \quad dr = \mu^+ \frac{E}{P} dt$$

Dabei bedeuten :
 μ^+ : Beweglichkeit der Ionen
 P : Druck
 E : elektrisches Feld

Setzt man für E das Feld eines Zylinderkondensators ein :

$$E(r) = \frac{C U_0}{L 2 \pi \varepsilon_0 r}$$

so erhält man $r dr = \frac{\mu^+ C U_0}{2 \pi \varepsilon_0 P} dt$.

Nimmt man an das alle Ionen zur zeit $t=0$ von der Oberfläche des Anodendrahtes starten so erhält man für $r(t)$:

$$\int_a^r r dr = \frac{\mu^+ C U_0}{2 \pi \varepsilon_0 P} \int_0^t dt$$

Daraus folgt : $r(t) = \left(a^2 + \frac{\mu^+ C U_0}{L \pi \varepsilon_0 P} t \right)^{\frac{1}{2}}$

Setzt man das in den oben gewonnenen Ausdruck für $U(t)$ ein so erhält man :

$$U(t) = \frac{q}{4 \pi \varepsilon_0 L} \ln \left(1 + \frac{\mu^+ C U_0}{L \pi \varepsilon_0 P a^2} t \right)$$

oder $U(t) = a \ln (1+bt)$

Ein Nachteil dieses Modells für die Anwendung auf Streamerrohrkammern besteht darin, daß angenommen wurde alle Ionen seien vom Draht aus gestartet. Die Ausdehnung des Streamers in der Richtung senkrecht zum Draht liegt aber in der Größenordnung von einem mm. Der Startpunkt der Ionen liegt also zwischen $r=a$ und r =Ausdehnung des Streamers.

Da aber das Feld in Drahtnähe größer ist als in den äußeren Bereichen, tragen die Ionen die vom Draht aus starten mehr zum Signal bei. Daher ist das berechnete Signal höher als das bei einer Streamerkammer gemessene. Um dies zu korrigieren wurde $U(t)$ mit einem Korrekturfaktor α multipliziert. Dieser Faktor wurde so gewählt, daß die Höhe der berechneten Signale der Höhe der gemessenen Signale entspricht. Die Faktoren für unsere Testkammern betragen: Iarocci-Kammer $\alpha = 0.217$

H1-Kammer $\alpha = 0.267$

Der durch die driftenden Ionen verursachte Spannungspuls an den Elektroden der Kammer wurde für die folgenden Werte berechnet :

$q = 20 \text{ pC}$	Streamerladung
$L = 1.2 \text{ m}$	Länge der Kammer
$C = 160 \text{ pF}$	Kapazität der Kammer
$U_0 = 4.7 \text{ kV}$	Arbeitsspannung
$P = 1 \text{ atm}$	Druck in der Kammer
$a = 50 \text{ }\mu\text{m}$	Radius des Anodendrahtes
$\mu^+ = 0,85 \text{ cm}^2\text{atm/Vs}$	Beweglichkeit der Ionen

Das Ergebnis ist in Abb. 4.1.8 skizziert.

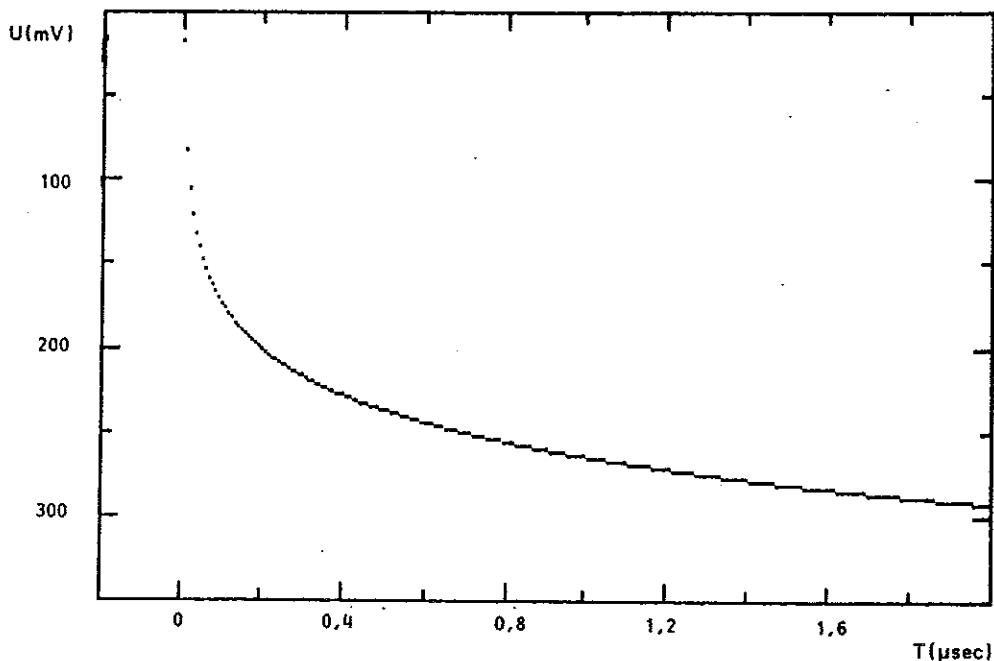


Abb. 4.1.8 Kammerpuls

Für die Beweglichkeit der Ionen wurde der Wert für die Beweglichkeit von Isobutanionen in einem Gasgemisch Ar/i-C₄H₁₀ (1/3) eingesetzt. Der Grund dafür ist, daß die Argonionen des Streamers während ihrer Bewegung zur Kathode ihre Ladung sehr schnell an Isobutanmoleküle übertragen. Nach kurzer Zeit sind dann nur noch Isobutanionen vorhanden. Es sei hier erwähnt, daß die Wahl des Wertes für μ^+ in einem Bereich von 0.5 bis 1.5 cm²atm/Vs keinen sehr großen Einfluß auf das Ergebnis der Rechnung hat.

Die Kapazität eines Drahtes gegen das Graphit wurde zu $C = 20$ pF gemessen. Die Gesamtkapazität der Kammern mit acht Drähten beträgt also $C_{\text{ges}} = 160$ pF. Für die Kapazität in der Berechnung von $U(t)$ wurde die Gesamtkapazität der Kammer eingesetzt. Der Grund dafür ist der folgende. Während ihrer Drift influenzieren die Ionen Ladungen auf Draht und Kathode. Diese Ladungen müssen aus der Kammerkapazität geliefert werden. Da die Kammer eine gemeinsame Kathode für die acht Drähte besitzt werden die Ladungen auf der Kathode aus der gesamten Graphitschicht der Kammer geliefert. Man muß daher für die Kapazität die Gesamtkapazität der Kammer einsetzen.

- Berechnung des Spannungspulses am Auslesewiderstand

Abb 4.1.9 zeigt das Ersatzschaltbild für die Auslese des Drahtsignals der Iarocci-Kammer. Die driftenden Ionen innerhalb der Kammer stellen eine Stromquelle i dar. $u_e(t)$ ist der vom Strom i verursachte Spannungspuls und $u_a(t)$ der am Auslesewiderstand R_a abfallende Spannungspuls. Für den Fall der Iarocci-Kammer ist C_{ges} die Kapazität der in Reihe geschalteten Kapazitäten der Kammer, C_{Kammer} , und der Kapazität des Auskoppelkondensators (~ 1 nF). Die Gesamtkapazität ist ungefähr gleich der Kammerkapazität.

Im Fall der H1-Kammer ist C_{ges} allein durch die Kapazität der Kammer gegeben. Die Rechnung verläuft analog für beide Kammertypen.

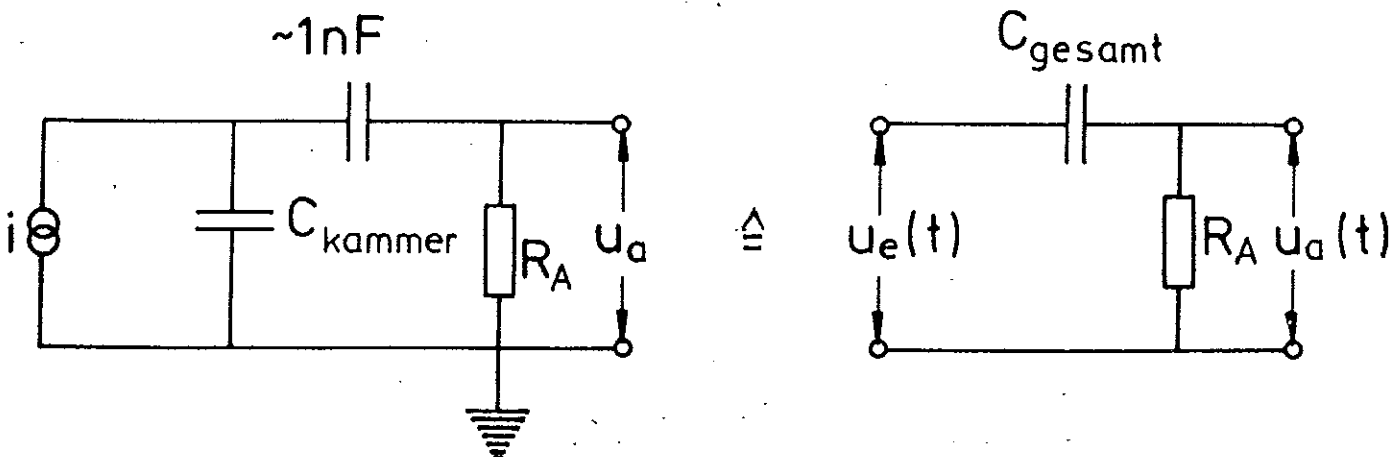


Abb.4.1.9 Ersatzschaltbild zur Drahtauslese der Testkammern

Die Differentialgleichung für die Ersatzschaltung lautet / Rohe / :

$$u_a(t) = RC \left(\frac{du_e}{dt} - \frac{du_a}{dt} \right)$$

Setzt man für u_e den von Sauli berechneten Ausdruck ein so erhält man als Lösung für $u_a(t)$:

$$u_a(t) = -\alpha a e^{-\frac{1}{b\tau}} e^{-\frac{t}{\tau}} \left(\ln(1+bt) + \frac{1+2b\tau}{2b\tau^2} t + \frac{1}{4\tau^2} t^2 \right)$$

mit $\tau = R_a C_{ges}$

Dabei wurden Terme höherer Ordnung als t^2 vernachlässigt.

- Messungen der Signalform

Die am Auslesewiderstand abfallenden Signale der H1-Kammer wurden für verschiedene Werte für R_a mit Hilfe eines Oszilloskops

(Tektronix Typ 2465) untersucht. Die Pulse für $R_a = 50 \Omega$,

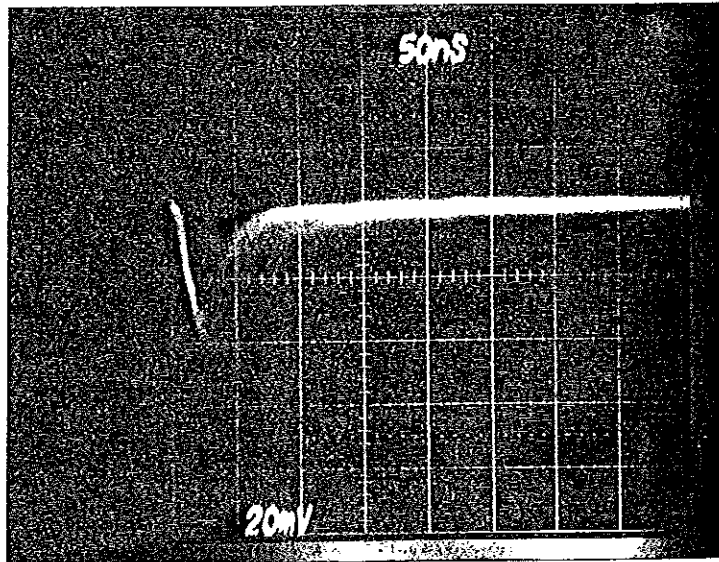
$R_a = 100 \text{ K}\Omega$ und $R_a = 1 \text{ M}\Omega$ wurden fotografiert. (s:Abb.4.1.10 a)

Neben den Fotos sind die nach dem oben angegebenen Ausdruck berechneten Signale für die betreffenden Werte für R_a skizziert. Man erkennt, daß die Rechnung sowohl den zeitlichen Verlauf als auch die Höhe des Signals reproduziert.

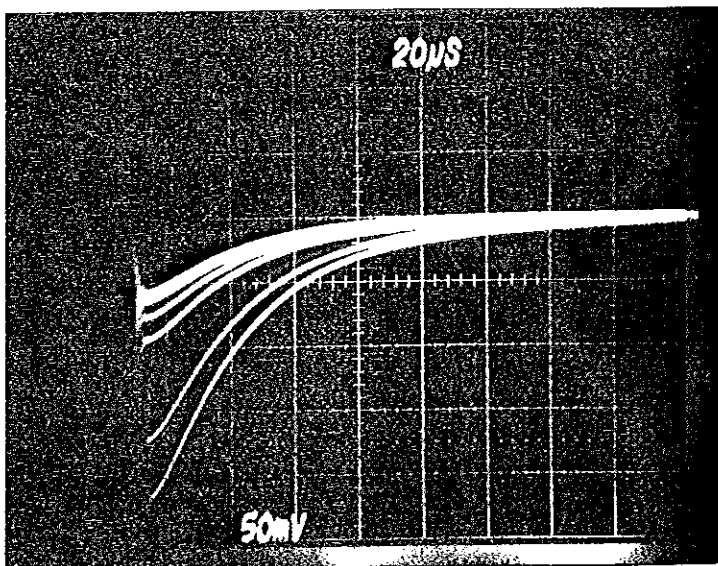
Die Drahtsignale der Iarocci-Kammer wurden mit Hilfe eines "flash-ADC's" untersucht. /Zitz/ Das "flash-ADC" mißt die Spannung des Pulses in Schritten von 10nsec. Aus einer großen Anzahl von gemessenen Pulsen wurden die Mittelwerte für die Spannungen in den 10nsec Fenstern berechnet. Diese Mittelwerte sind als Punkte in Abb.4.1.11 eingezeichnet. Die gezeichnete Kurve ergibt sich aus der Berechnung von $u_a(t)$. Dabei wurde für die Ladung $q = 40 \text{ pC}$ und für den Auslesewiderstand $R_a = 500$ eingesetzt.

Mit Hilfe des Oszilloskops wurden die Halbwertsbreiten der Signale der H1-Kammer für Auslesewiderstände von 500 bis 1M Ω gemessen. Die gemessenen Werte sind in Abb.4.1.12 eingetragen. Die Fehler wurden aus den auf dem Oszilloskop sichtbaren Schwankungen der Signalbreiten abgeschätzt. Die gezeichnete Gerade ergibt sich als theoretische Vorhersage aus den Halbwertsbreiten der berechneten Pulse.

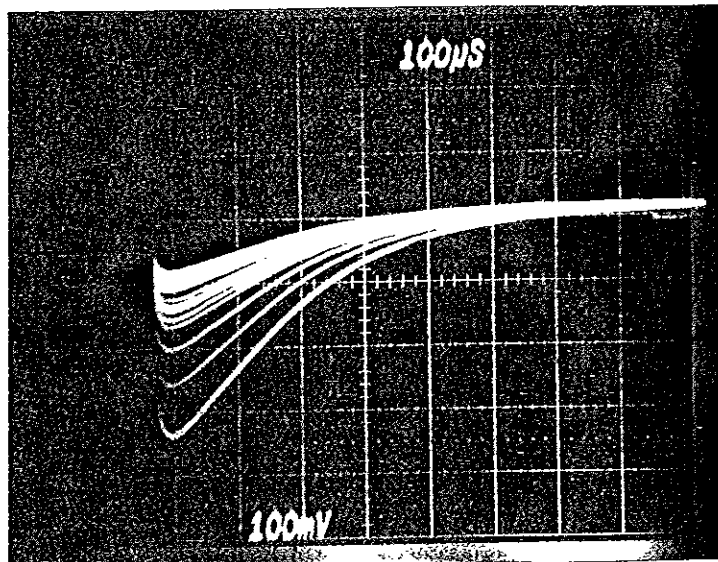
Die Vergleiche der Messungen mit den theoretischen Vorhersagen zeigen, daß der oben angegebene Ausdruck für den zeitlichen Verlauf der Drahtsignale eine gute Näherung darstellt.



$R_a = 50 \Omega$



$R_a = 100 \text{ k}\Omega$



$R_a = 1 \text{ M}\Omega$

Abb.4.1.10 a

otos der Drahtsignale

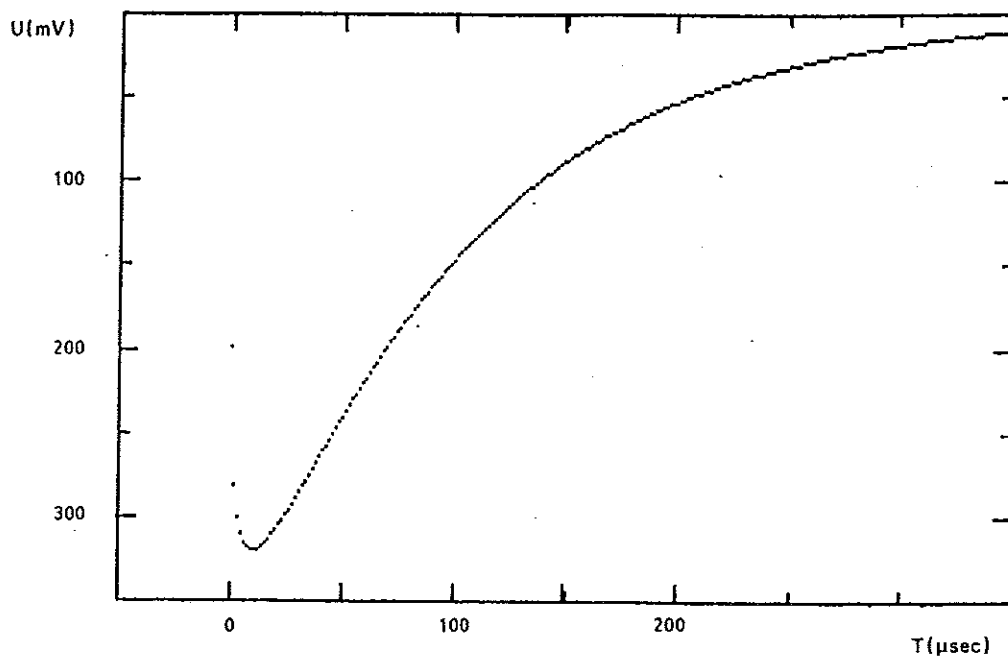
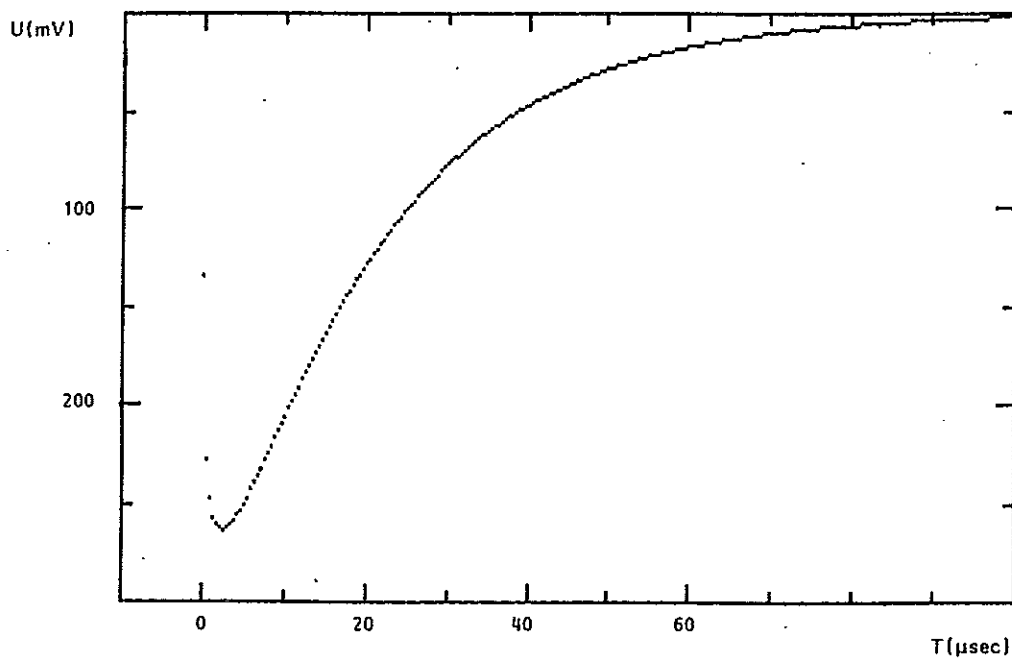
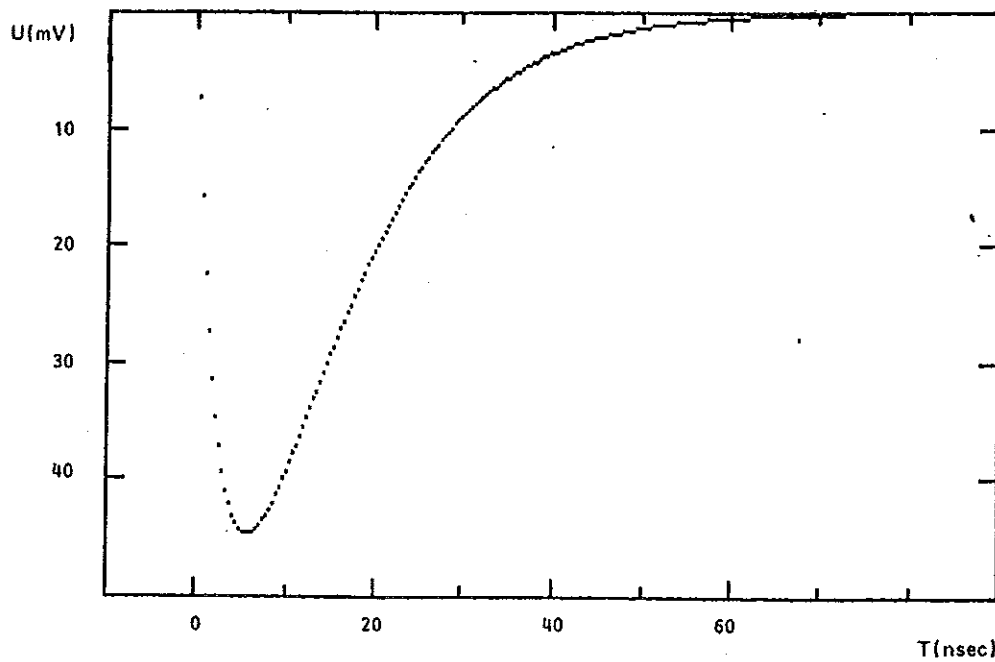


Abb.4.1.10 b berechnete Form der Dragtsignale

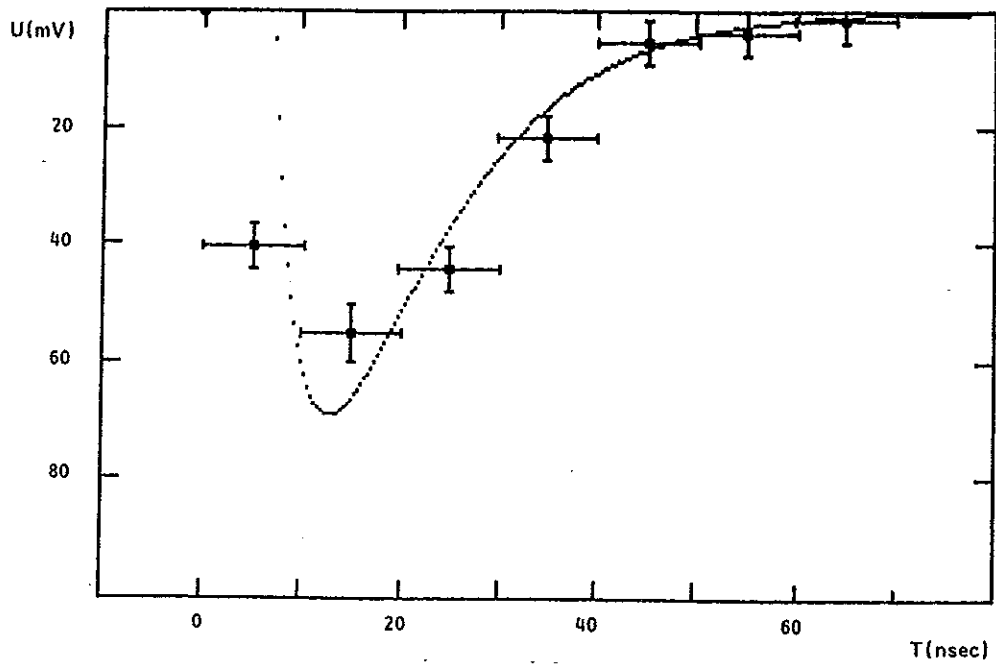


Abb.4.1.11 Drahtsignal der Iarocci-Kammer

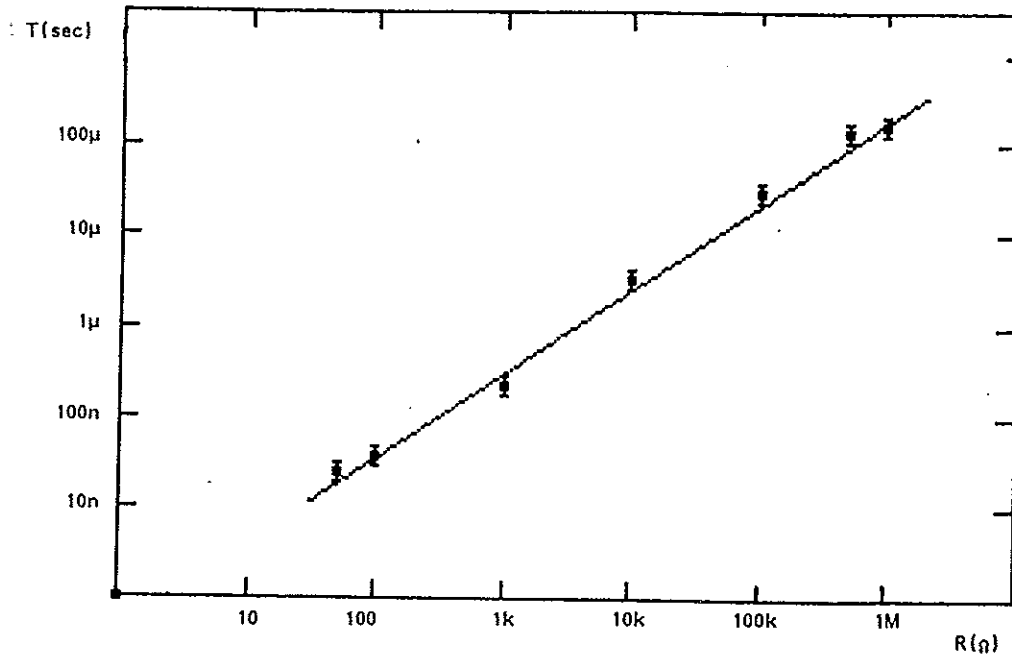


Abb.4.1.12 Halbwertsbreite der Drahtsignale als Funktion des Auslesewiderstandes

4.2 Messungen mit "pick-up"-Elektroden

4.2.1 Signalform der Pulse von pick-up-Elektroden

Für die digitale Verarbeitung von Streifensignalen als auch für die analoge Verarbeitung von Padsignalen ist es wichtig, die Pulsform der Signale von diesen Elektroden zu kennen. Insbesondere interessiert dabei der Einfluß der Kapazität der Elektrode auf die Signaldauer.

Wie in Kapitel 4.1.4 erläutert wurde, influenzieren die Ionen des Streamers während ihrer Bewegung durch die Kammer Ladungen auf dem Draht und auf der Kathode. Bringt man eine Elektrode von außen an die Kammer an, so wird auf diese eine positive Ladung influenziert. Das Drahtsignal und das Signal der Elektrode sind also koinzident (siehe Abb.4.2.2).

Die Elektroden stellen einen Plattenkondensator dar (siehe Kap.3.2) .

Die zur Kammer weisende Platte wird über einen Auslesewiderstand R_a ausgelesen. Bei unseren Messungen wurde ein Auslesewiderstand von 500 verwendet. Die zweite Platte wird geerdet und dient der Kammer als Abschirmung gegen äußere elektrische Störsignale.

Das Ersatzschaltbild zur Berechnung des an R_a abgegriffenen Spannungspulses ist in Abb.4.2.1 skizziert. Die Spannung u_e ist die in Kapitel 4.1.4 berechnete Spannung mit dem Unterschied, daß eine kleinere Ladung eingesetzt werden muß. Der Grund dafür ist, daß auf einer pick-up Elektrode nur ein Teil der Gesamtladung eines Streamers influenziert wird (siehe Kap.4.2.2). Im Fall der Iarocci-Kammer beträgt die auf einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Pad influenzierte Ladung etwa $1/3$ der Drahtladung. Die auf einem Streifen influenzierte Ladung beträgt etwa $1/10$ der Drahtladung. Die entsprechenden Werte müssen in den Ausdruck für u_e eingesetzt werden.

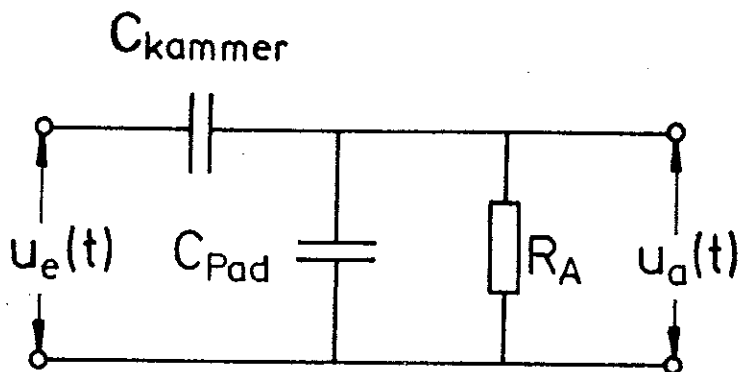


Abb. 4.2.1 Ersatzschaltbild zur Auslese von pick-up Elektroden

Im der folgenden Rechnung wird C_{Kammer} der Einfachheit halber mit C_1 und C_{pad} mit C_2 abgekürzt werden.

Die Spannung u_a läßt sich folgendermaßen berechnen (siehe Abb.4.2.1) :

$$I_{C_1} = C_1 \frac{du_{C_1}}{dt} = I_R + I_{C_2} = \frac{u_a}{R_a} + C_2 \frac{du_a}{dt} \quad (1)$$

$$u_c = u_e - u_a \quad \implies \quad \frac{du_{C_1}}{dt} = \frac{du_e}{dt} - \frac{du_a}{dt}$$

$$\frac{du_{C_1}}{dt} \text{ eingesetzt in (1) ergibt} \quad C_1 \left(\frac{du_e}{dt} - \frac{du_a}{dt} \right) = \frac{u_a}{R_a} + C_2 \frac{du_a}{dt}$$

$$\text{Daraus folgt} \quad u_a(t) = RC_1 \frac{du_e}{dt} - R(C_1+C_2) \frac{du_a}{dt}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung für $u_e(t)$ (siehe Kap 4.1.4) lautet :

$$u_a(t) = \frac{1}{1 + \frac{C_{\text{Elektrode}}}{C_{\text{Kammer}}}} u_d(t)$$

Dabei hat $u_d(t)$ bis auf die beiden folgenden Unterschiede die gleiche Form wie der Spannungsimpuls des Drahtsignals $u_a(t)$ (siehe Kap.4.1.4) :

1. Wie oben erwähnt ist die induzierte Ladung auf einer Elektrode kleiner als die auf dem Draht influenzierte Ladung.
2. Für die Zeitkonstante muß $\tau = (C_{\text{Kammer}} + C_{\text{Elektrode}}) \times R_a$ eingesetzt werden.

Die Pulse für die folgenden Elektroden wurden mit dem Oszilloskop gemessen und fotografiert.

Elektrode	berechnete Kapazität der Elektrode	Abbildung
10x10 cm ² Pad	176 pF	4.2.5 a
15x15 cm ² Pad	396 pF	4.2.5 b
20x20 cm ² Pad	704 pF	4.2.5 c
4mm Streifen (20 cm lang)	21.1 pF	4.2.5 d
1cm Streifen (30 cm lang)	52.8 pF	4.2.5 e

Tab.4.4 Kapazität der getesteten pick-up Elektroden

Neben den Fotos sind die berechneten Pulse für die angegebenen Kapazitäten skizziert. Man erkennt, daß die Pulsdauer mit steigender Padkapazität immer größer wird. Dieser Effekt ist bei der Wahl der Padgrößen für den Detektor zu beachten. Man muß die Größe der Pads so wählen, daß sie den physikalischen Anforderungen (Turmgröße) und den durch die Ausleseelektronik gestellten Anforderungen (Signaldauer) gerecht werden. Faßt man die Pads zu Türmen zusammen in dem man sie leitend miteinander verbindet so addieren sich ihre Kapazitäten. Die Folge davon sind große Werte für die Dauer der Turmsignale. Zum Vergleich sind die berechneten Signale für die Pads der drei angegebenen Größen in Abb.4.2.3 zusammengefaßt.

Da die Kapazität der Streifen klein ist im Vergleich zur Kammerkapazität ist die Dauer der Streifensignale etwa so groß wie die der Drahtsignale. Die unterschiedlichen Kapazitäten der beiden Streifenprofile wirken sich nicht auf die Dauer der Streifensignale aus da die Gesamtkapazität fast ausschließlich von der größeren Kammerkapazität bestimmt wird.

Dies gilt nur für kurze Streifen wie sie bei unseren Messungen verwendet wurden. Die Kapazität längerer Streifen (≤ 5 m) ist etwa so groß wie die unserer Pads. Entsprechend vergrößert sich die Dauer der Signale dieser Streifen.

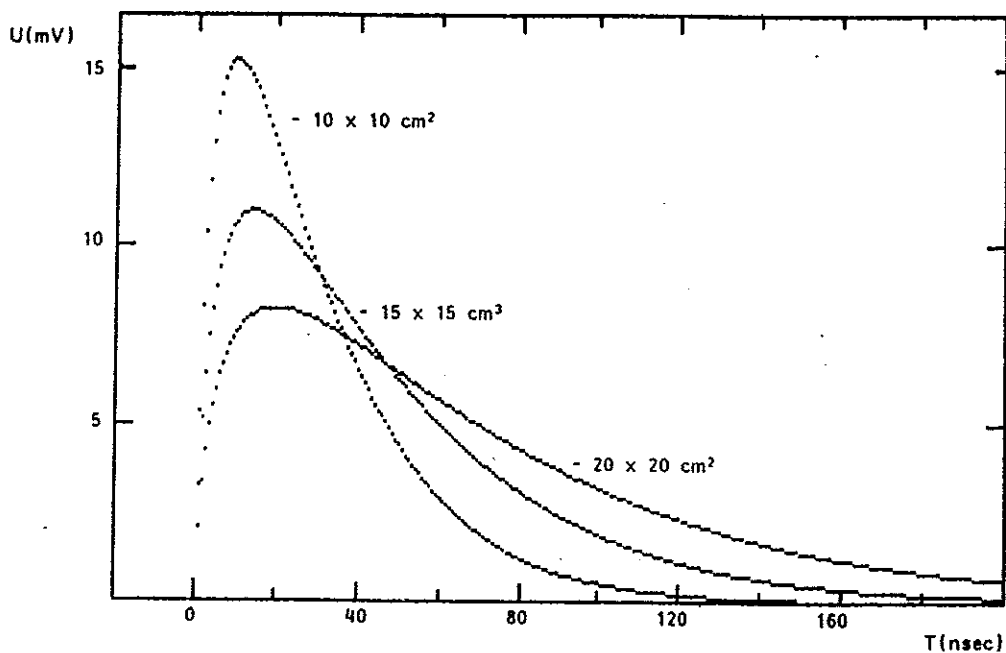
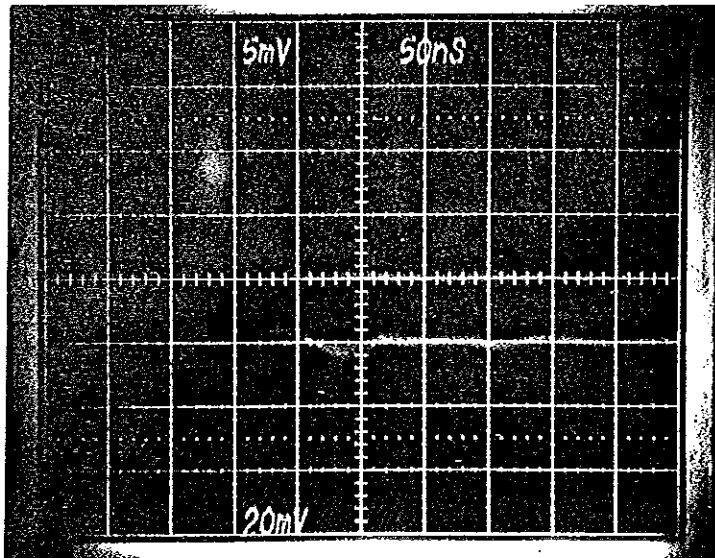
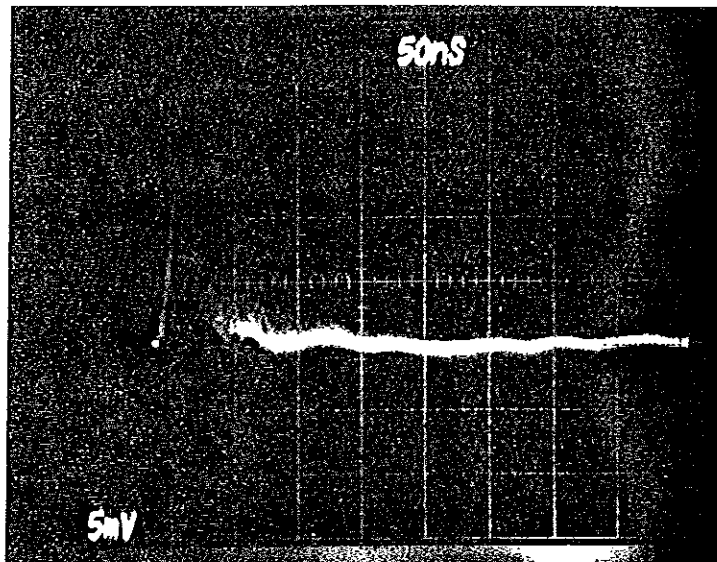


Abb.4.2.3 Padsignale für Pads verschiedener Größen (Rechnung)

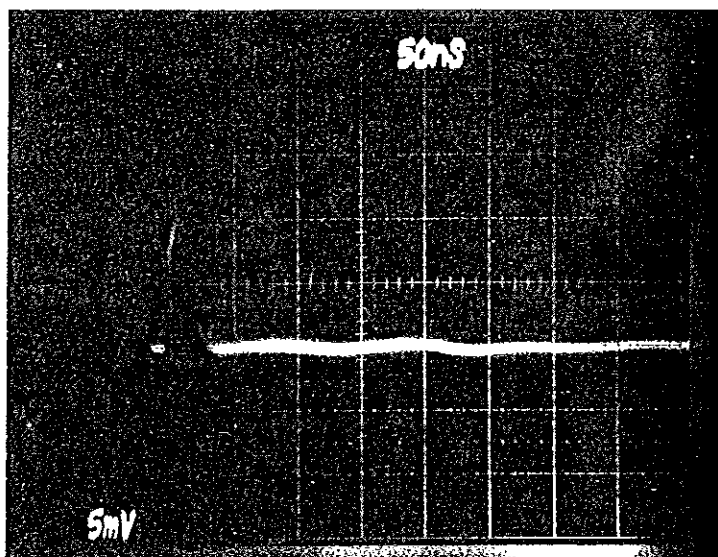


Padpuls

Drahtpuls



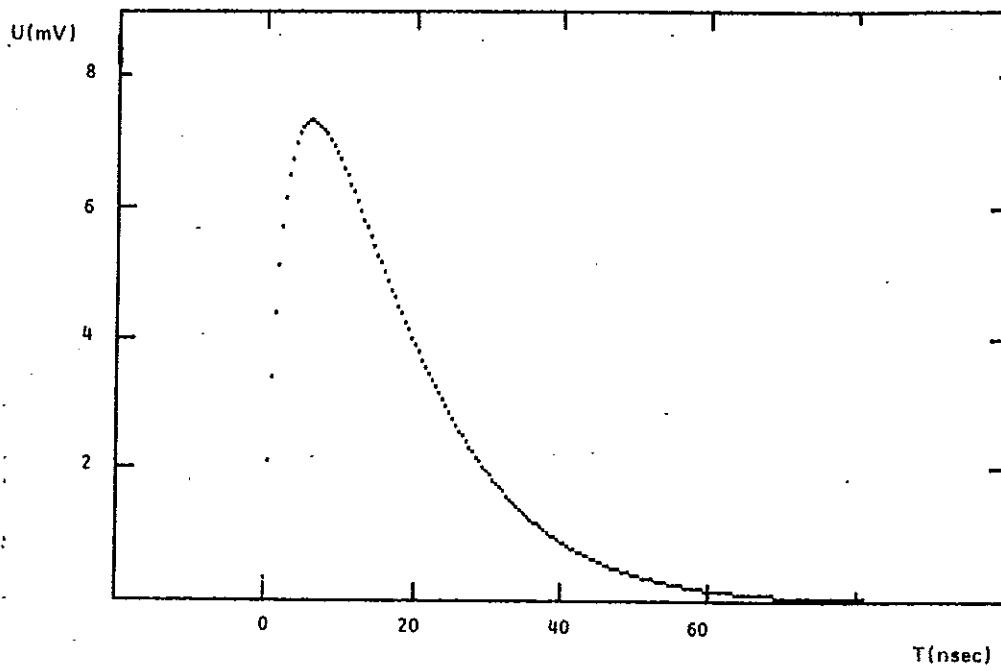
4 mm Streifen



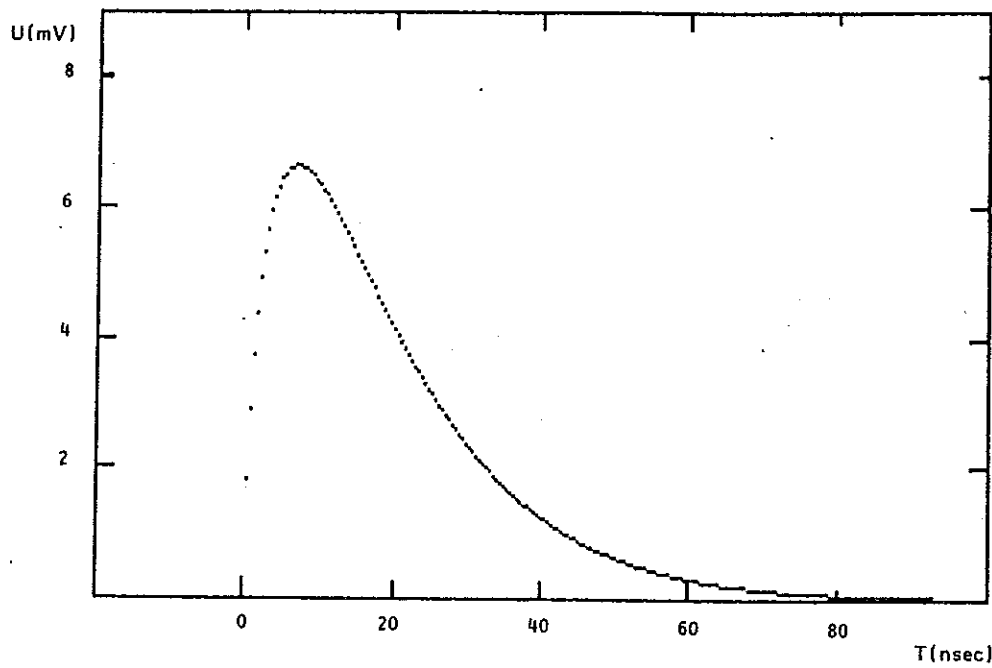
1 cm Streifen

Abb.4.2.2 a) Photos der Pul:

von pick-up Elektroden

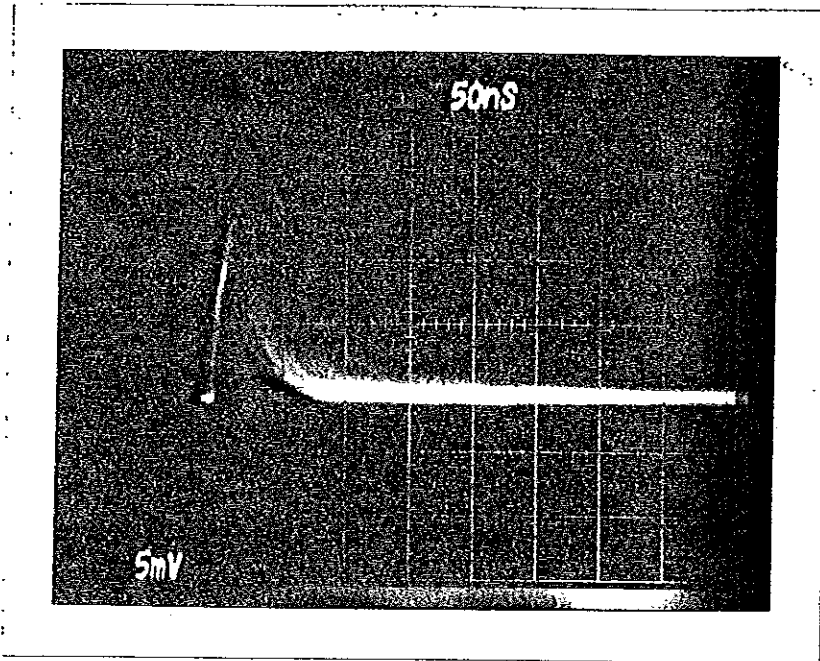


4 mm Streifen

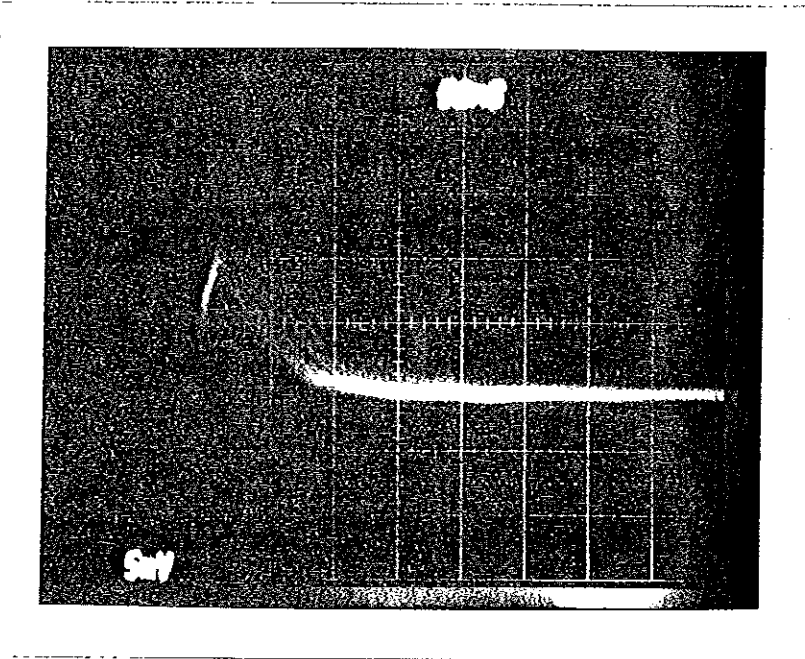


1 cm Streifen

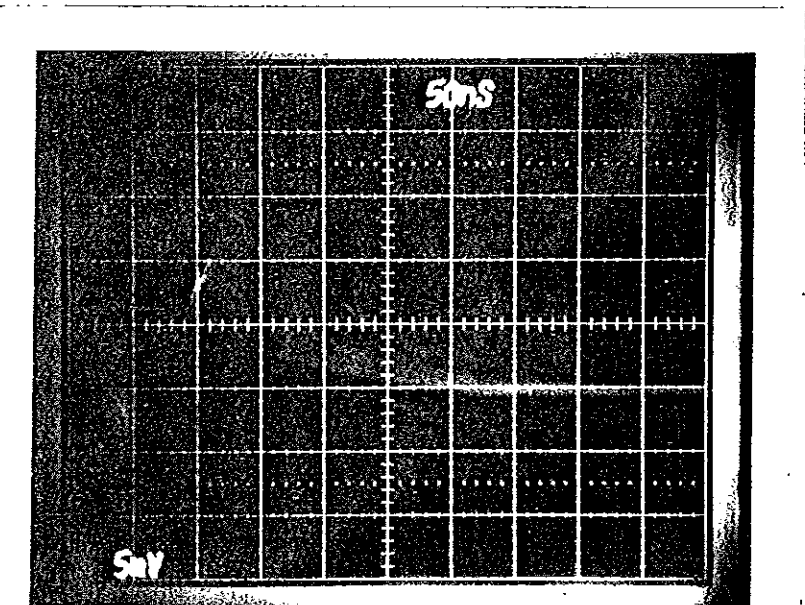
Abb.4.2.2 b berechnete Form der Pulse von pick-up Elektroden



10x10 cm² Pad



15x15 cm² Pad



20x20 cm² Pad

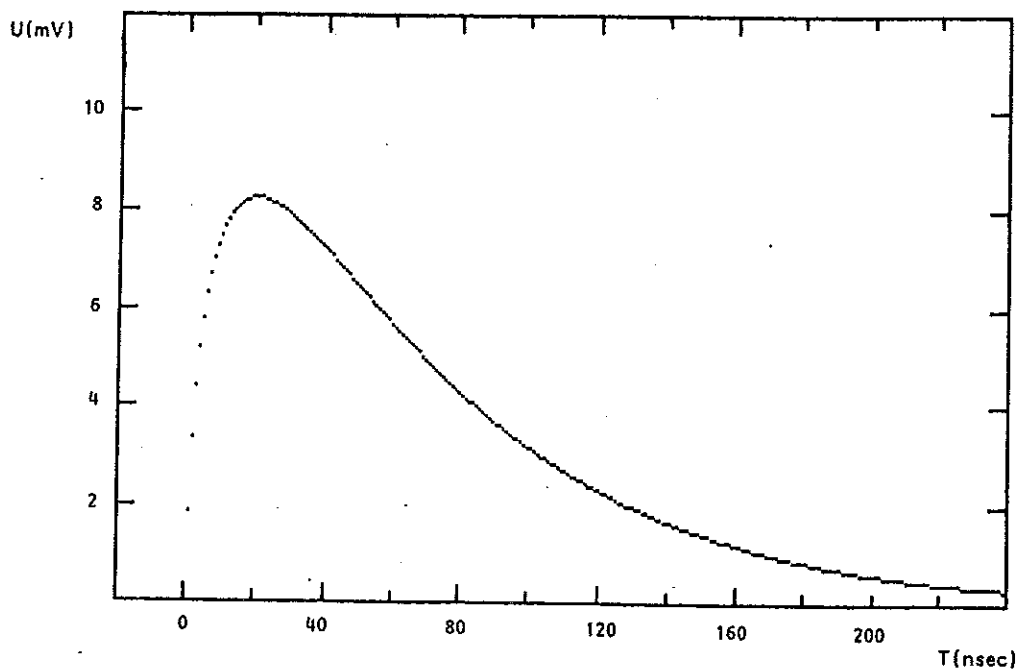
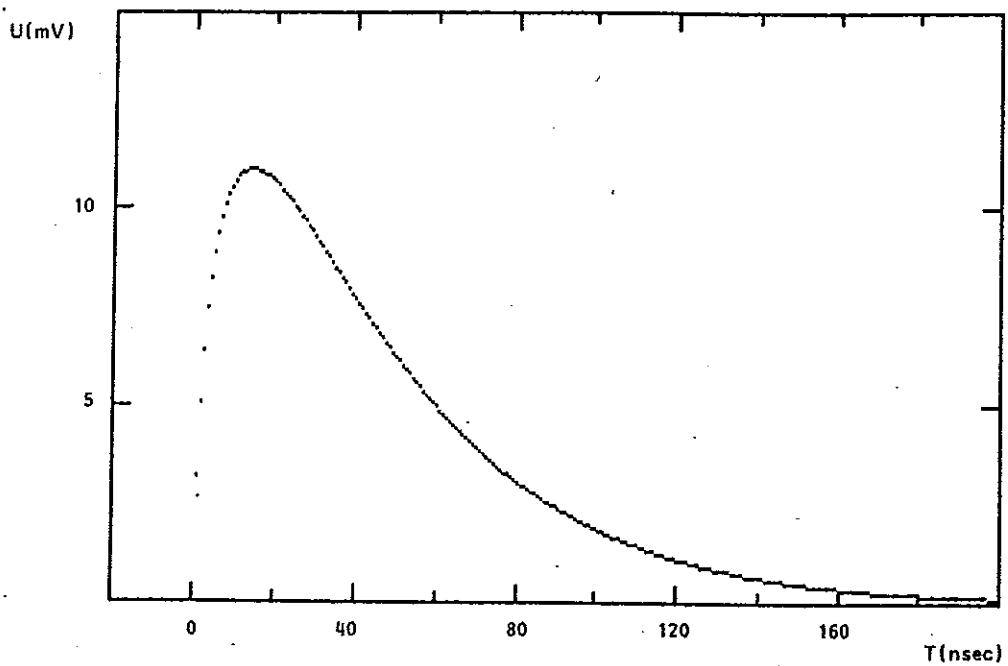
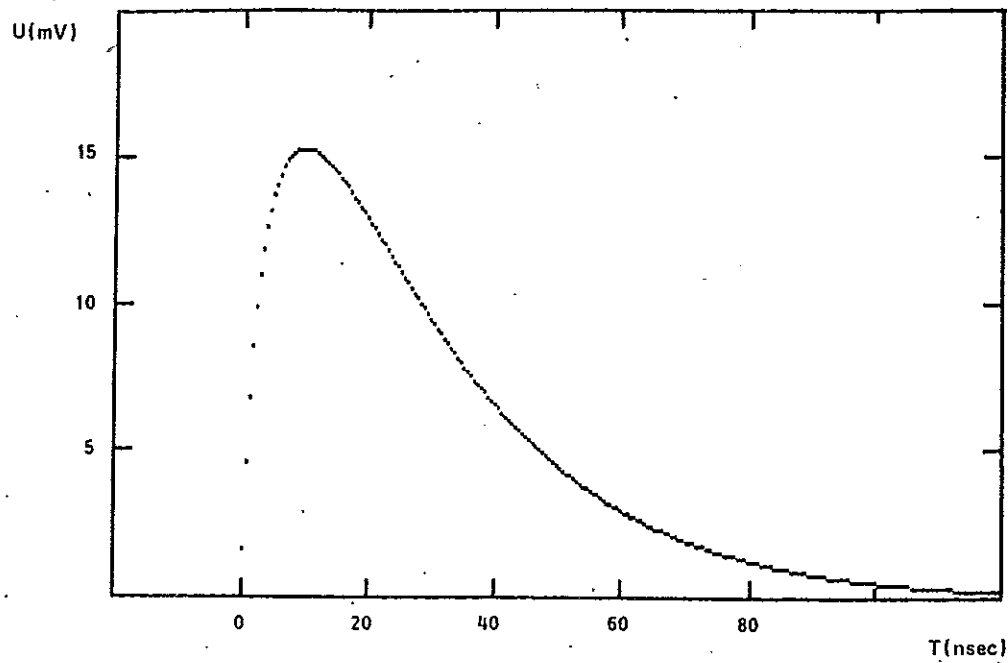


Abb.4.2.2 b berechnete Form der Pulse von pick-up Elektroden

4.2.2 Messung der auf Streifen und Pads influenzierten Ladungen

Für den Einsatz von Pads bei kalorimetrischen Messungen ist es wichtig die auf einem Pad influenzierte Ladung zu kennen. Die zu erreichende Energieauflösung wird durch die Breite des Ladungsspektrums beeinflusst. Für den Einsatz von Streifen in Detektoren zur Ortsbestimmung ist es wichtig die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streifen und die Anzahl der pro Teilchendurchgang angesprochenen Streifen zu kennen. Im Bezug auf diese Fragen werden in diesem Kapitel die Größe der auf Pads und Streifen influenzierten Ladungen untersucht.

Die Elektroden wurden in der in Kapitel 3.1 gezeigten Weise auf den Kammern befestigt. Ihre Signale wurden auf Passivinverter gegeben welche die positiven Spannungspulse der Elektroden invertierten. Diese negativen Signale wurden zur Messung der Ladung auf ein ADC (Le Croy Typ 2249 A) gegeben. Die am Draht deponierte Ladung wurde mit dem gleichen ADC gemessen.

Der Ort des Teilchendurchgangs in der Mittelebene der Testkammer wurde mit Hilfe der Proportionalkammern bestimmt.

1. Messung der auf einem Pad influenzierten Ladung

Auf der Deckelseite und auf der Graphitseite der Iarocci-Kammer sowie auf der Deckelseite der H1-Kammer wurden $10 \times 10 \text{ cm}^2$ große Pads angebracht. Die Werte der auf den Pads influenzierten Ladungen wurden in Histogramme gefüllt wenn ein Myon die Kammer im Bereich des betreffenden Pads durchquert hatte. Diese Histogramme sind in Abb.4.2.4 dargestellt. Die Ladung reicht in jedem der drei Fälle aus um die Padsignale in einem Detektor unverstärkt verarbeiten zu können.

Die auf einem Pad influenzierte Ladung ist geringer als die auf dem Draht deponierte Ladung. Der Grund dafür ist, daß ein Streamer Ladungen auf der gesamten ihn umgebenden Kathode influenziert. Diese gesamte Ladung ist entgegengesetzt gleich groß wie die auf dem Draht deponierte Ladung. Da das Pad nur einen Teil des Raumwinkelbereichs um einen Streamer abdeckt, wird nur ein Teil der Gesamtladung auf dem Pad influenziert.

Die Ladung die auf dem Pad deponiert wurde welches auf der Graphitseite der Iarocci-Kammer angebracht war ist geringer als die Ladung auf dem Pad der Deckelseite dieser Kammer. Die Differenz kommt dadurch zustande, daß auf der Graphitbeschichtung des Profilbodens ebenfalls Ladungen influenziert werden. Ein stark vereinfachtes Ersatzschaltbild für diesen Fall in Abb. 4.2.5 gezeigt / Batt /.

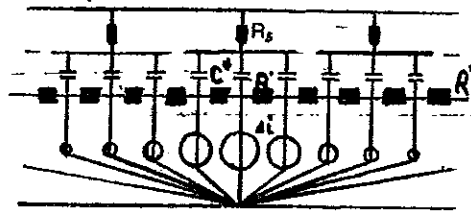


Abb.4.2.5 Ersatzschaltbild zur Auslese von pick-up Elektroden auf der Graphitseite der Iarocci-Kammer

Da die Ladungsinfluenz auf den Elektroden von ihrem Abstand zum Streamer abhängt (siehe Kap.4.2.3), ist der Streamer als eine Reihe von unterschiedlich starken Stromquellen dargestellt. Der Ort des wirklichen Streamers stimmt mit dem Ort der größten Stromquelle überein. Die Ladungsinfluenz auf Pad und Kathode ist als Strom positiver Ladungen dargestellt. Ein Teil dieser Ladungen fließt über die Kapazität C^* (Pad oder Streifen) ein anderer Teil über den Widerstand R^* (Graphitbeschichtung) ab. Da auf der Deckelseite der Iarocci-Kammer keine Graphitschicht vorhanden ist ($R^* \rightarrow \infty$), fließt dort die gesamte Ladung der betreffenden Stromquelle auf das Pad. Auf der graphitierten Seite dieser Kammer fließt jedoch ein Teil der Ladungen über das Graphit ab. Die Größe dieses Anteils wird durch den Oberflächenwiderstand des Graphits bestimmt. Die auf dem Pad auf dieser Seite der Kammer influenzierte Ladung ist daher kleiner als die Ladung auf dem Pad der Deckelseite.

Da die Wände der Kammerprofile auch graphitiert sind, kann je nach Oberflächenwiderstand des Graphits ein Teil des Signals diese Wände durchqueren. Auf diese Weise kann auch auf Padbereiche die über den Nachbarprofilen liegen eine Ladung influenziert werden. Für die Pads auf den beiden Seiten der Iarocci-Kammer ist dieser Effekt gleich groß. Der Oberflächenwiderstand des Graphits auf dem Profil der H1-Kammer ist aber viel geringer als auf dem der Iarocci-Kammer. Daher wird das Signal beim Durchgang durch die Profilwände der H1-Kammer viel stärker geschwächt als im Fall der Iarocci-Kammer. Bei der H1-Kammer wird Ladung praktisch nur auf dem Bereich des Pads influenziert welcher das Profil überdeckt in dem der Streamer aufgetreten ist. Daher ist die Ladung auf diesem Pad geringer als auf den Pads der Iarocci-Kammer.

Der Raumwinkel den ein Pad bei einer gegebenen Konfiguration abdeckt ist, bezogen auf den Ort eines Streamers, ungefähr konstant, wenn dieser im Bereich des Pads liegt. Der Anteil der auf dem Pad influenzierten Ladung an der Gesamtladung eines Steamers ist daher auch in etwa konstant. Zur Charakterisierung der verschiedenen Konfigurationen wurde daher das Verhältnis von Padladung zu Drahtladung für jeden einzelnen Myondurchgang berechnet. Die so gewonnenen Verhältnisse wurden in Histogramme gefüllt die in Abb. 4.2.6 dargestellt sind. Man erkennt deutlich die Korrelation zwischen Padladung und Drahtladung. Die Mittelwerte der Ladungsverhältnisse sind aus den oben genannten Gründen für die drei Konfigurationen verschieden.

Die Histogramme sind nicht symmetrisch um den Mittelwert, sondern kleinere Werte des Ladungsverhältnisses treten häufiger auf als große. Die Einträge bei kleinen Werten kommen dabei von Ereignissen, bei denen der Durchgangsort des Myons und damit der Streamer am Rand des Pads lag. Das Pad deckt in diesen Fällen einen kleineren Raumwinkelbereich bezogen auf den Streamer ab. Der Anteil der Ladung die auf dem Pad influenziert wird ist daher geringer als im Fall eines Myondurchgangs durch die Mitte des Pads.

Um dies zu zeigen wurde das Verhältnis von Pad-zu Drahtladung für Ereignisse bestimmt, bei denen ein Myon einen 5 cm breiten Bereich in der Mitte des Pads durchquert hatte. Das Ergebnis für das Pad auf der Deckelseite der Iarocci-Kammer ist in Abb.4.2.7 skizziert. Das Ergebnis für Ereignisse bei denen ein Myon einen der 2.5 cm breiten Randbereiche durchquert hatte ist als gestricheltes Histogramm eingetragen.

Ein weiterer Grund für die Schwankung der Werte um den Mittelwert in Abb.4.2.6 ist die Abhängigkeit der Influenzladung von der Orientierung des Streamers (siehe Streifenmessungen im nächsten Abschnitt).

Die Charakterisierung des Padverhaltens in der gezeigten Weise bietet gegenüber der Charakterisierung durch die Ladungsspektren den folgenden Vorteil. Die Angabe des Verhältnisses von Pad-zu Drahtladung ist unabhängig von der Drahtladung. Sie ist damit gleichzeitig unabhängig von allen äußeren Parametern solange diese keinen Einfluß auf die Geometrie haben. Um das zu zeigen wurden bei der H1-Kammer die Hochspannung und der Druck innerhalb der Kammer variiert.

Für Hochspannungswerte zwischen 4.5 kV und 4.9 kV wurden je 1000 Ereignisse aufgenommen. Für jedes dieser Ereignisse wurde das Ladungsverhältnis berechnet. Daraus wurde für jeden Hochspannungswert der Mittelwert und die Standardabweichung der Einzelwerte vom Mittelwert berechnet. Das Ergebnis ist in Abb.4.2.8 skizziert. Obwohl sich die Drahtladung mit wachsender Hochspannung vergrößert (siehe Kap.4.1.2) bleibt das Verhältnis von Padladung zu Drahtladung im Mittel konstant. Auch die Standardabweichung bleibt im betrachteten Bereich konstant.

Der Druck innerhalb der Kammer wurde von Raumdruck über 10 mBar auf 20 mBar Überdruck gesteigert. Auch für die verschiedenen Druckwerte ändert sich der Mittelwert nur in geringem Maße. Ein möglicher Grund für das leichte Absinken des Mittelwertes bei steigendem Druck ist der folgende. Die Kammer bläht sich bei Überdruck trotz der Einspannung leicht auf. Das hat zur Folge, daß sich der Abstand des Pads zum Streamer vergrößert. Damit sinkt die auf dem Pad deponierte Ladung. Die Standardabweichung bleibt innerhalb des betrachteten Bereichs konstant.

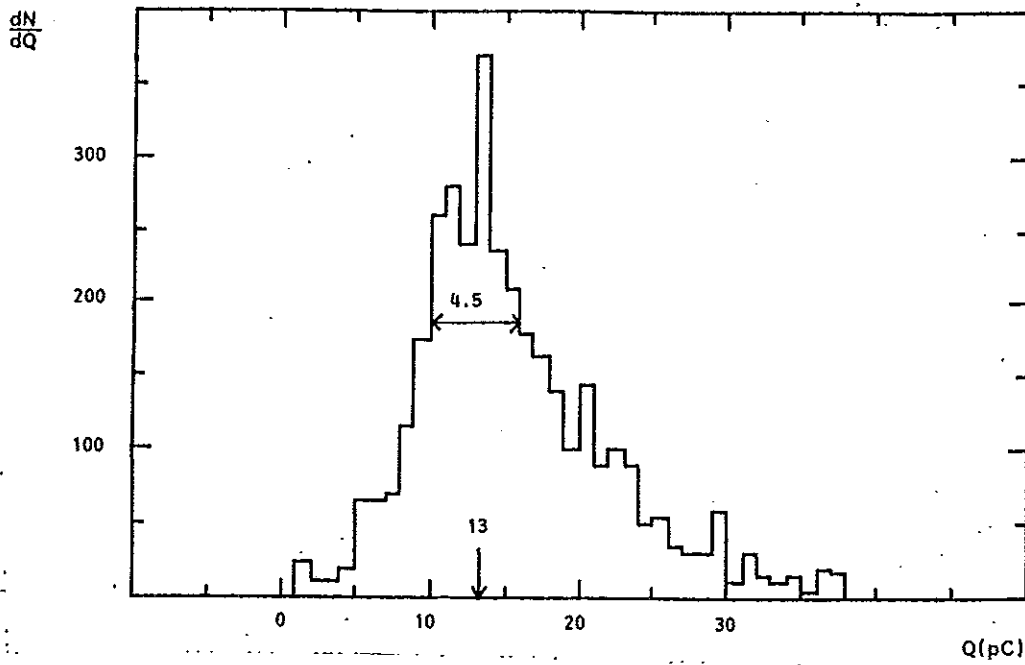
Da die Pads zur Energieflußmessung eingesetzt werden sollen wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Pads für Myonen untersucht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde folgendermaßen definiert :

$$\text{Nachweiswahrscheinlichkeit} = N_{\text{pad}} / N_{\text{Draht}}$$

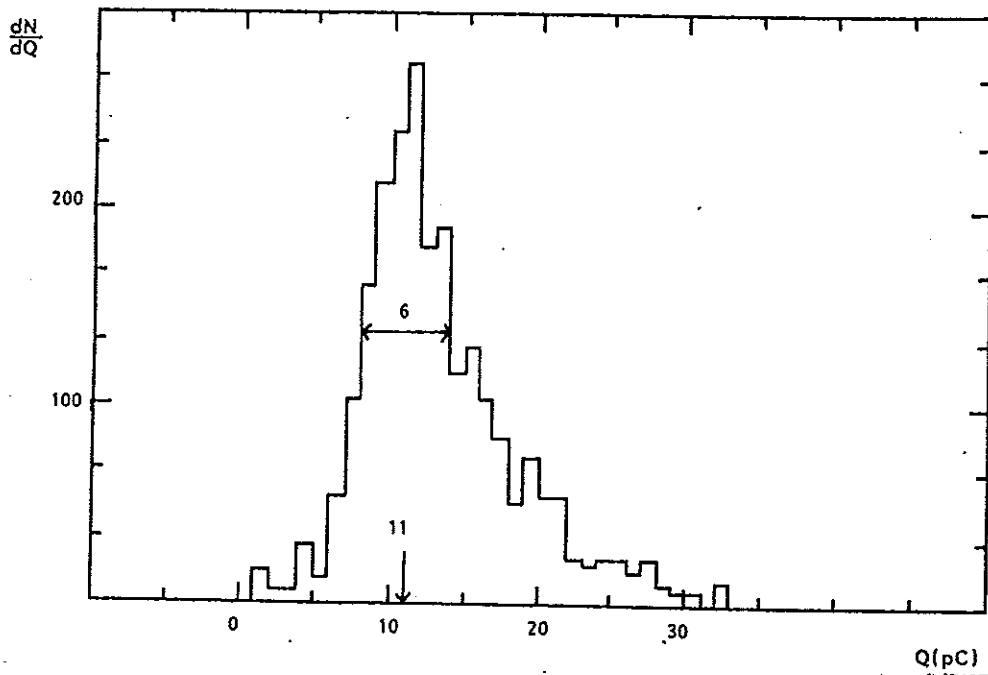
Mit $N_{\text{pad}} =$ Anzahl der Ereignisse die auf dem Pad eine Ladung $> 3pC$ deponiert haben

$N_{\text{Draht}} =$ Anzahl der vom Draht registrierten Myonen
($Q_{\text{Draht}} > 5 pC$)

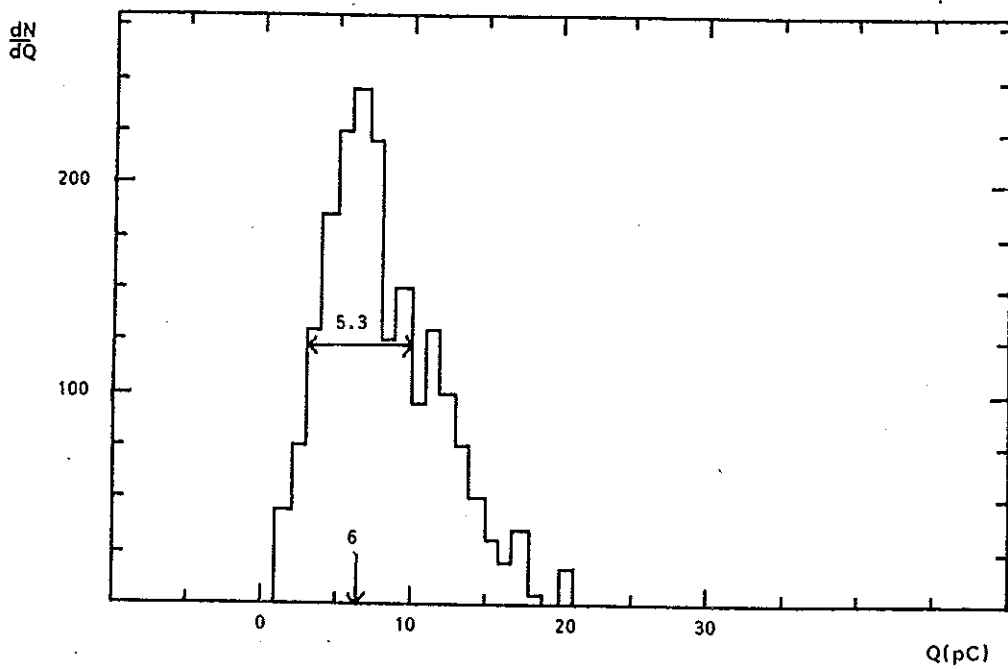
Die Nachweiswahrscheinlichkeit des $10 \times 10 \text{ cm}^2$ Pads wurde für Bins einer Breite von 0.5 cm über einen Bereich von 25 cm Breite gemessen. Das Ergebnis ist in Abb.4.2.9 skizziert. Man erkennt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit am Rand des Pads sehr schnell auf null zurückgeht. Die von entfernten Streamern auf das Pad induzierte Ladung sinkt also schnell mit wachsendem Abstand. Das Pad "sieht" im wesentlichen nur Streamer im Bereich des Pads.



Deckelseite
Iarocci-Kammer

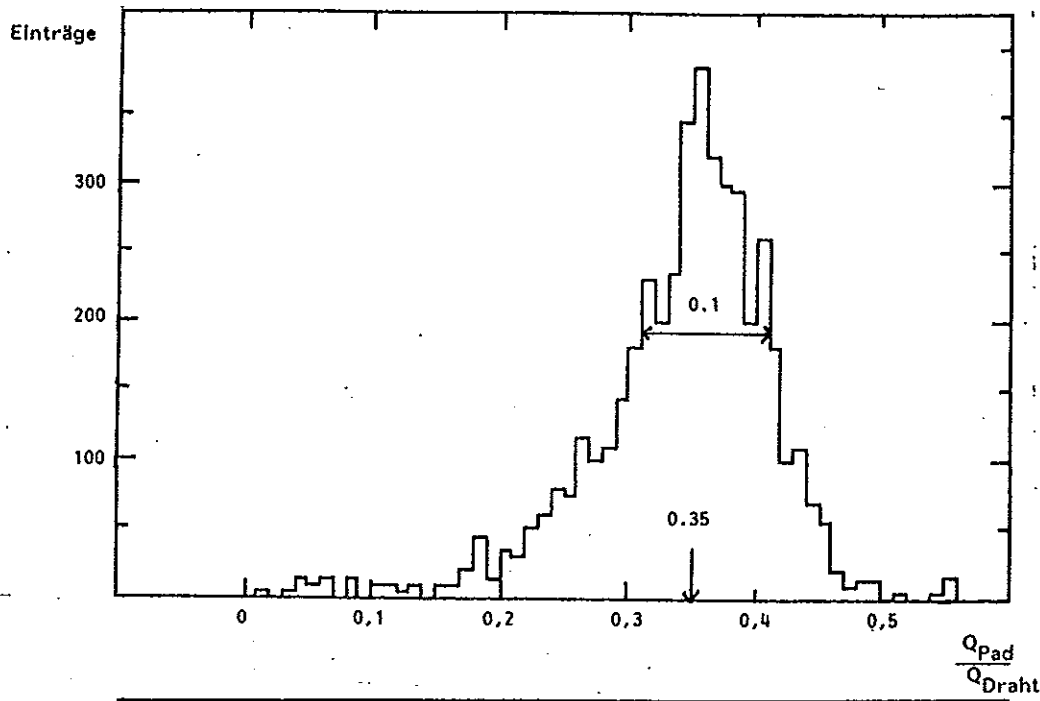


Graphitseite
Iarocci-Kammer

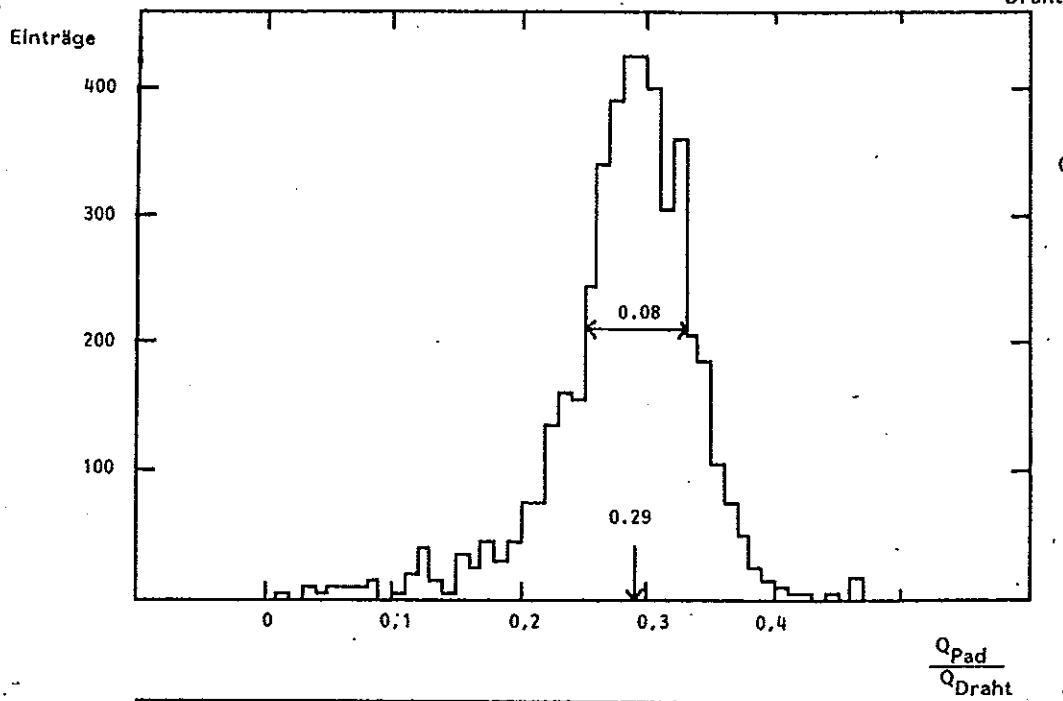


Deckelseite
H1-Kammer

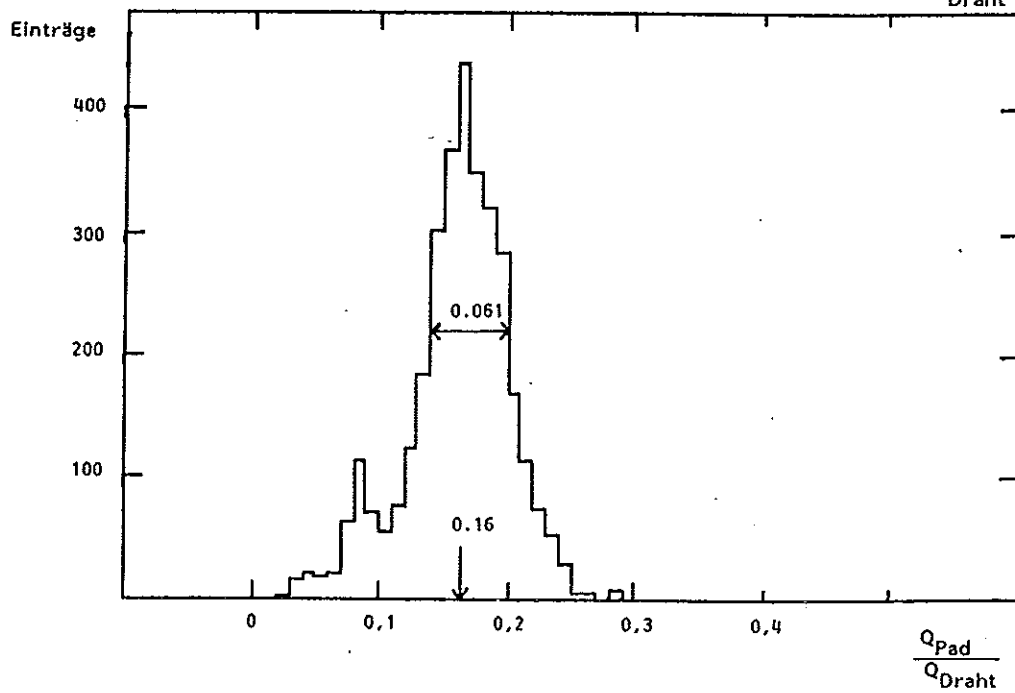
Abb.4.2.4 Ladungsspektren des 10x10 cm² Pads



Deckelseite
Iarocci-Kammer



Graphitseite
Iarocci-Kammer



Deckelseite
H1-Kammer

Abb.4.2.6 Verhältnis von Pad-zu Drahtladung

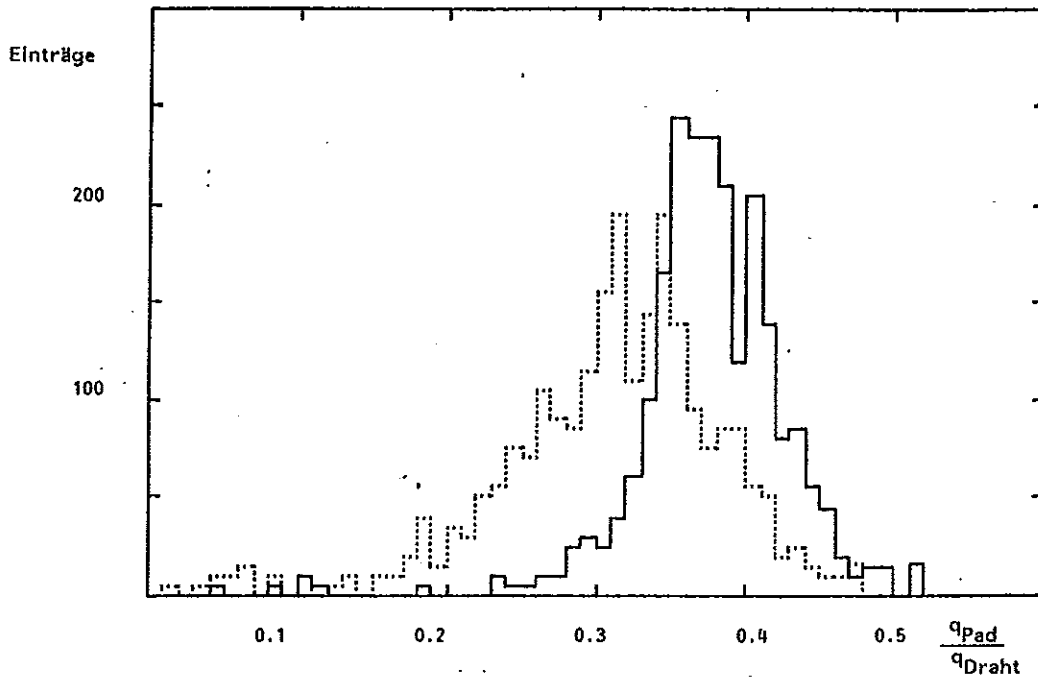


Abb.4.2.7 Verhältnis von Pad-zu Drahtladung für verschiedene Abstände Padmitte - Streamer

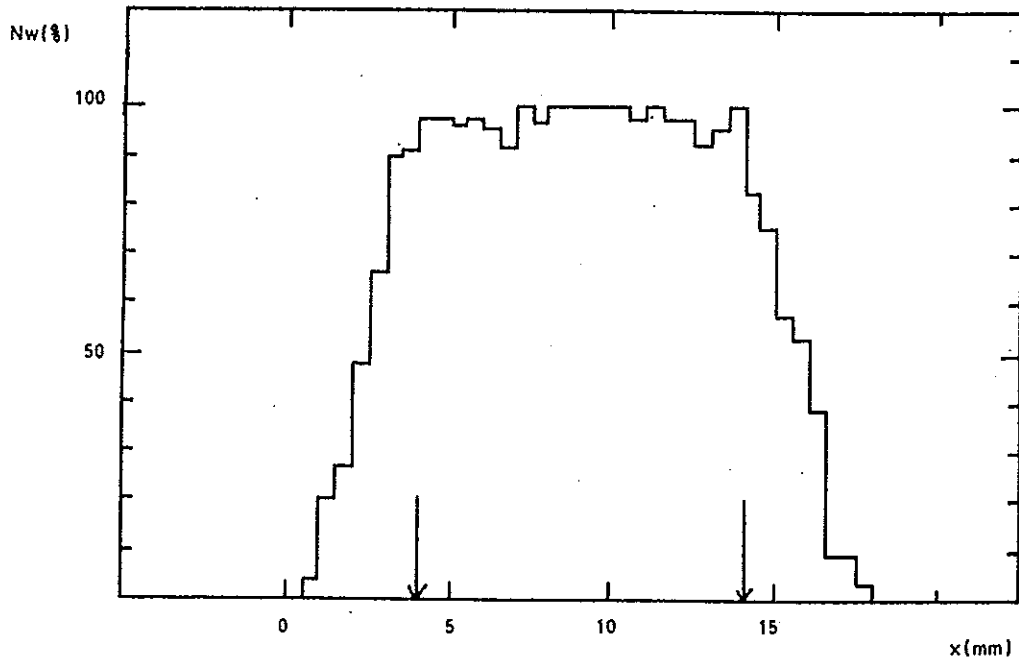


Abb.4.2.9 Nachweiswahrscheinlichkeit eines Pads

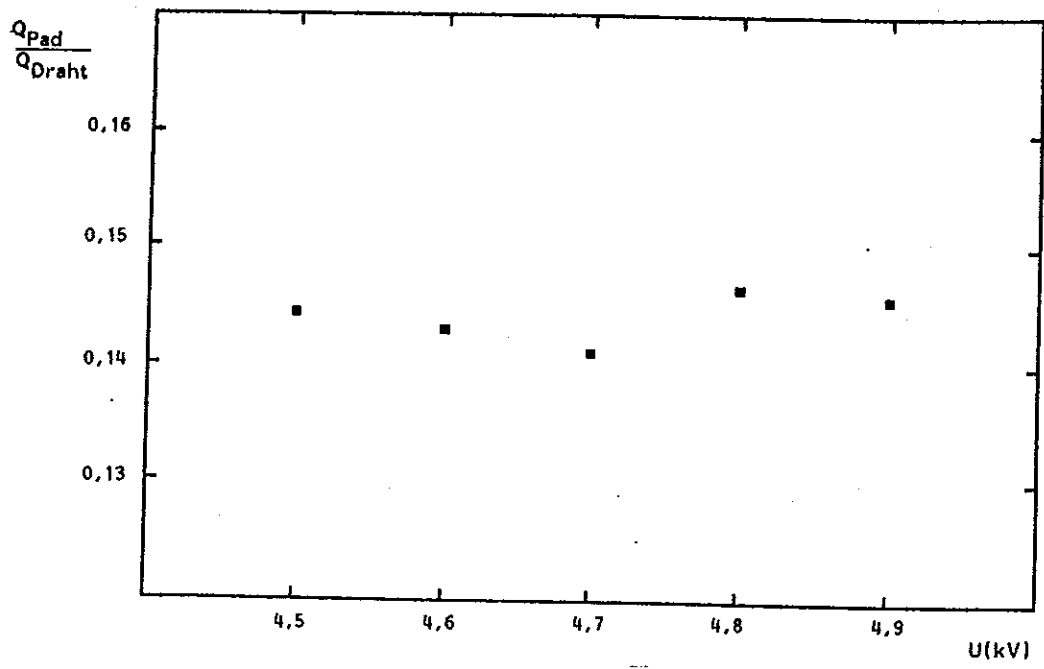


Abb.4.2.8 a $Q_{\text{pad}}/Q_{\text{Draht}}$ als Funktion der Hochspannung

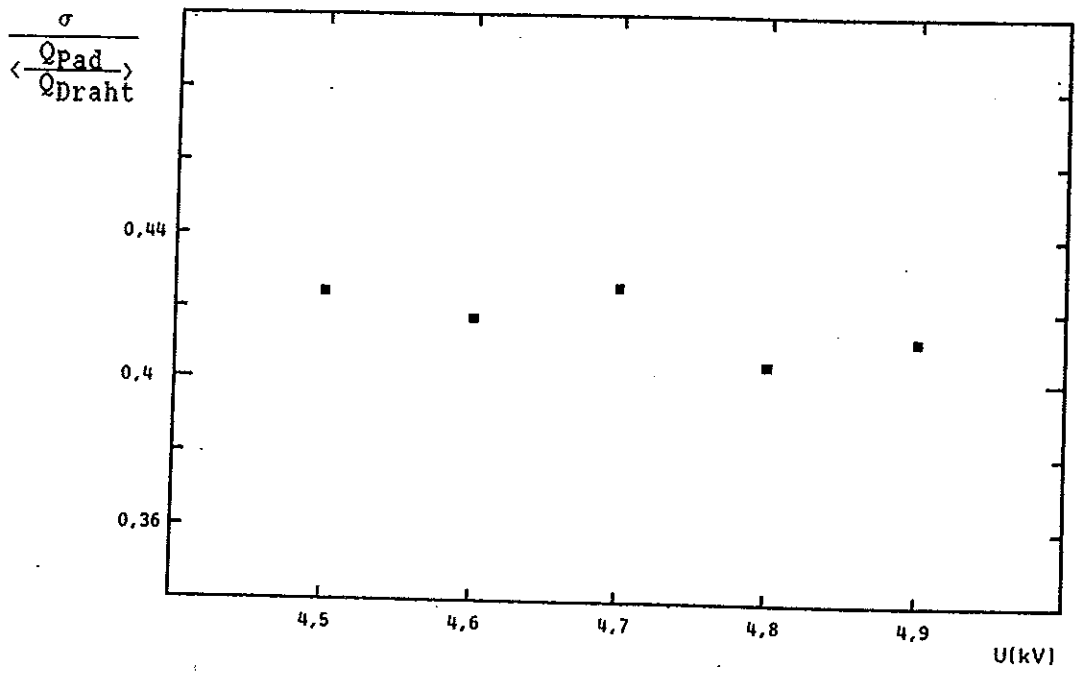


Abb.4.2.8 a relative Breite des Spektrums von $Q_{\text{pad}}/Q_{\text{Draht}}$ als Funktion der Hochspannung

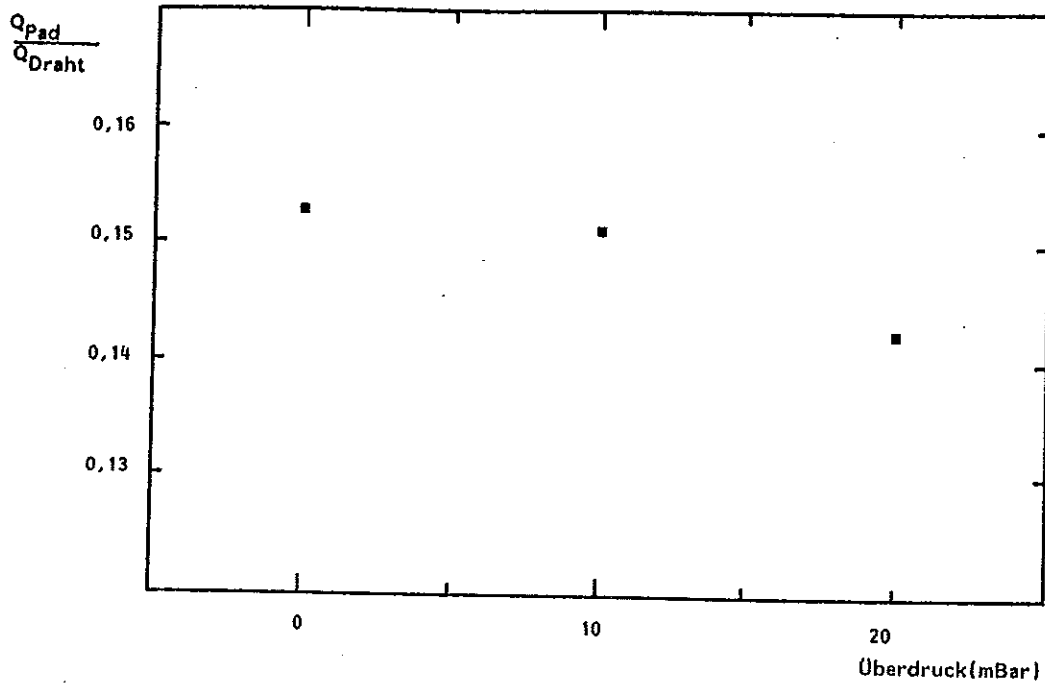


Abb.4.2.8 b $Q_{\text{Pad}}/Q_{\text{Draht}}$ als Funktion des Druckes

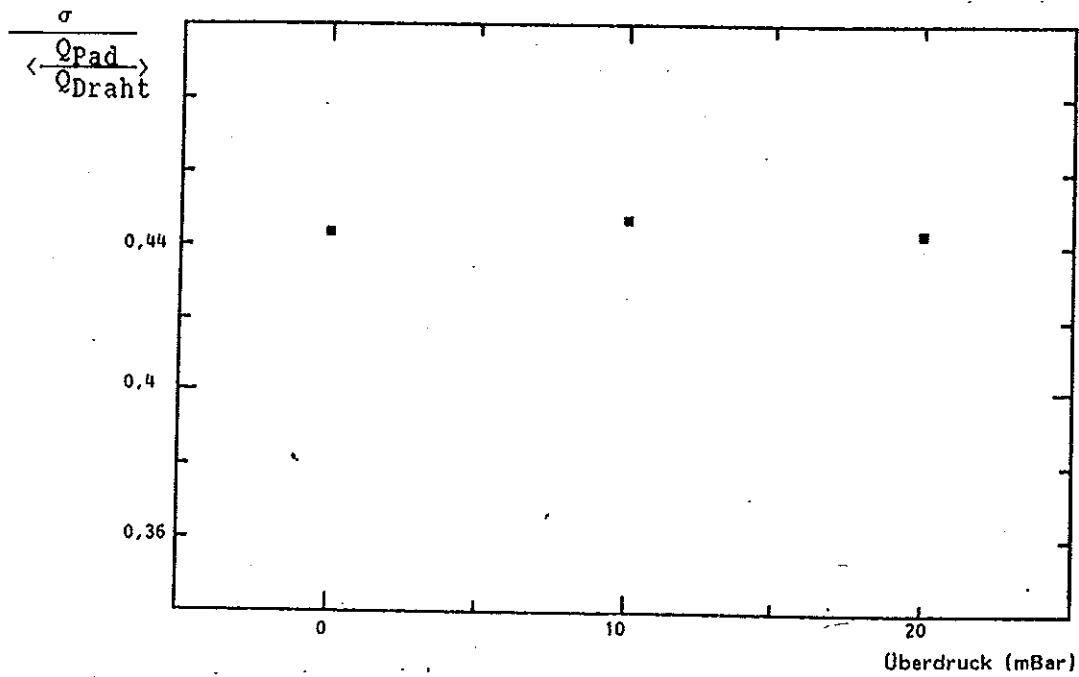


Abb.4.2.8 b relative Breite des Spektrums von $Q_{\text{Pad}}/Q_{\text{Draht}}$ als Funktion des Druckes

2. 4 mm Streifen in Richtung des Drahtes auf der Iarocci-Kammer

Die 4mm Streifen wurden in der in Abb.4.2.10 gezeigten Weise auf der Iarocci-Kammer befestigt.

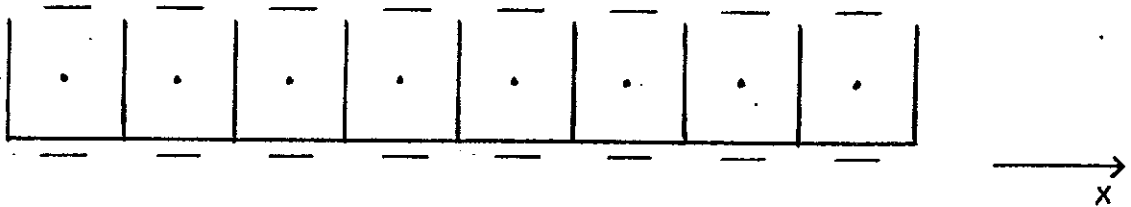


Abb. 4.2.10 Streifen parallel zum Draht

Die auf den Streifen und am Draht deponierte Ladung wurde analog zu den Padmessungen bestimmt. Außerdem wurden die Durchgangsorte der Myonen gemessen.

Abb.4.2.11 zeigt das Spektrum der Ladung, die auf dem Streifen influenziert wurde, der über dem von einem Myon durchquerten Profil lag. Da der Streamer am Draht entsteht stimmt seine Lage in x-Richtung mit der Mitte des Streifens überein. Der von einem Streifen abgedeckte Raumwinkelbereich ist kleiner als der eines Pads. Daher wird auf einem Streifen eine geringere Ladung influenziert.

Die Profilwände der Iarocci-Kammer sind, wie oben gezeigt wurde, für einen Teil des Signals durchlässig. Daher wird auch auf den Streifen über den Nachbarprofilen eine Ladung influenziert. Das Spektrum dieser Ladung ist ebenfalls in Abb.4.2.11 als gestricheltes Histogramm eingezeichnet.

Man erkennt, daß die auf den Streifen der Graphitseite influenzierte Ladung geringer ist als die auf den Streifen der Deckelseite influenzierte Ladung. Der Grund dafür ist wie im Fall der Pads eine Ladungsinfluenz auf dem Graphit.

Ein Teil der Ladung die über das Graphit in ein Nachbarprofil hineinfließt kann dort auf den Streifen der das Graphit überdeckt abfließen (siehe Ersatzschaltbild Abb.4.2.5). Auf diese Weise gelangt eine zusätzliche Ladung auf die Nachbarstreifen. Da auf der Deckelseite keine Graphitschicht vorhanden ist, fehlt dort dieser zusätzliche Ladungsbeitrag. Die Ladung auf den Nachbarstreifen der Graphitseite ist daher größer als die auf den Nachbarstreifen der Deckelseite.

In beiden Fällen überschneiden sich die Spektren des "getroffenen"-und des "Nachbar"-Streifens. Wählt man eine Schwelle so, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des "getroffenen" Streifens sehr groß wird, so "sieht" dieser Streifen auch einen Teil der Signale des Nachbarprofils.

Abb. 4.2.12 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streifens auf der Deckelseite in Abhängigkeit vom Durchgangsort der Myonen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist dabei so definiert wie im Fall der Pads. Der Streifen registriert einen Teil der Myonen, die das Nachbarprofil durchquert haben. Auffallend ist dabei, daß Myonen, die das Nachbarprofil in der dem betrachteten Streifen zugeneigten Profilhälfte durchquert haben, mit einer höheren Wahrscheinlichkeit registriert werden. Alle Streamer im Nachbarprofil entstehen in unmittelbarer Nähe des Drahtes (siehe Kap.3.1.1) Die Entfernung eines Streifens vom Draht des Nachbarprofils ist aber konstant. Damit sollte auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Streamer im Mittel konstant sein, unabhängig vom Durchgangsort eines Myons.

Wie in Kapitel 3.1 erläutert wurde, verläuft die Entwicklung eines Streamers senkrecht zum Draht in die Richtung, aus der die Primärionisation kam. Das heißt, daß ein Streamer in die Richtung des durchgegangenen Teilchens zeigt. Die induzierte Ladung auf dem Nachbarstreifen ist in dieser Richtung größer als in der entgegengesetzten Richtung. Daher ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchen, die das Nachbarprofil in der dem Streifen zugeneigten Profilhälfte durchquert haben, größer als für solche, die den Rest des Profils durchquert haben.

- Verschiebung des Streifenprofils senkrecht zur Drahtrichtung

Bei einer solchen Verschiebung verändern sich die Abstände eines Streifens zu den Drähten der Nachbarprofile. Vorher waren die Abstände zum Draht des rechten und des linken Nachbarprofils gleich groß. Nach der Verschiebung hat sich einer dieser Abstände verkleinert der andere vergrößert. Die aus den Nachbarprofilen influenzierten Ladungen sind daher nicht mehr gleich groß. Abb.4.2.13 zeigt die Ladungsspektren für den Fall eines um 1 mm verschobenen Streifenprofils.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der verschobenen Streifen ist in Abb. 4.2.14 skizziert. Sie ist für das näherliegende Profil größer, für das entferntere Profil kleiner als im Fall der zentrierten Streifen.

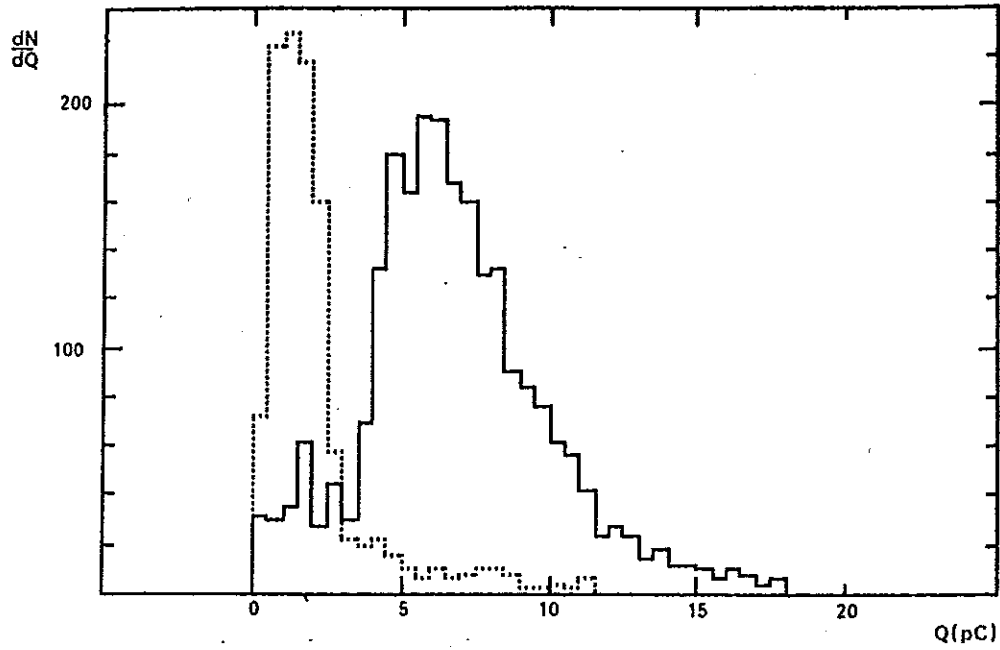


Abb.4.2.11 a Ladungsspektren der Signale von Streifen in Drahrichtung (Deckelseite Iarocci-Kammer)

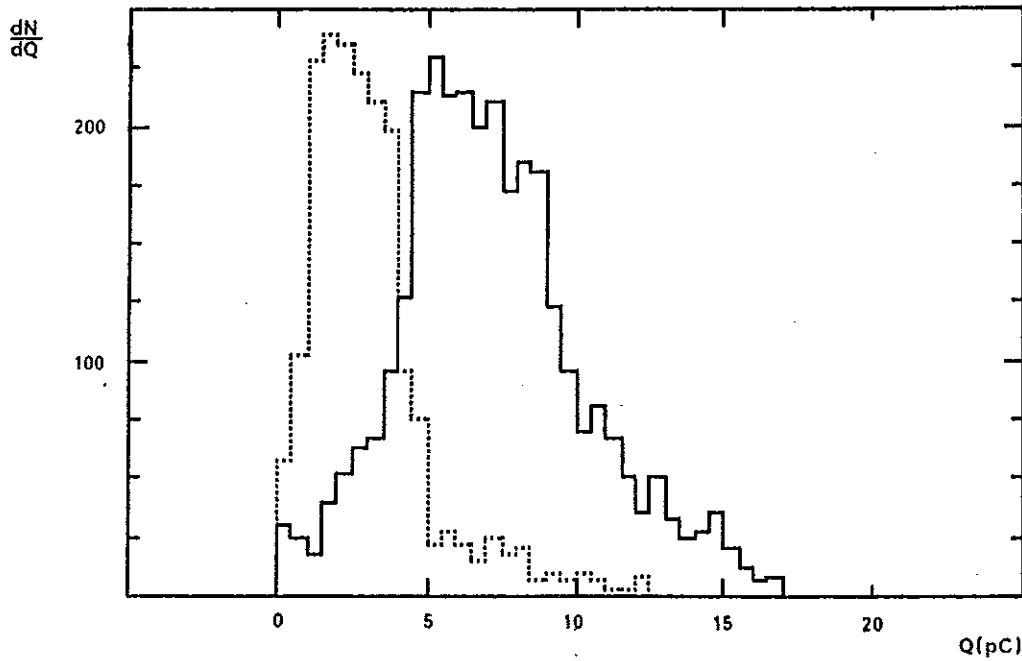


Abb.4.2.11 b Ladungsspektren der Signale von Streifen in Drahrichtung (Graphitseite Iarocci-Kammer)

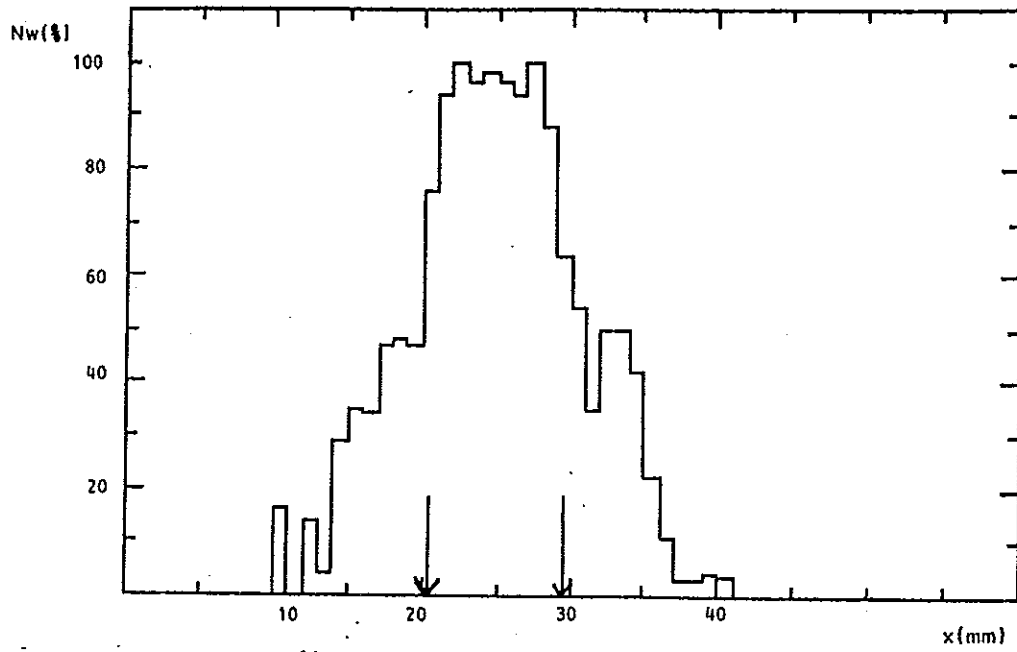


Abb.4.2.12 Nachweiswahrscheinlichkeit von 4 mm Streifen in Drahrichtung (Deckelseite der Iarocci-Kammer)

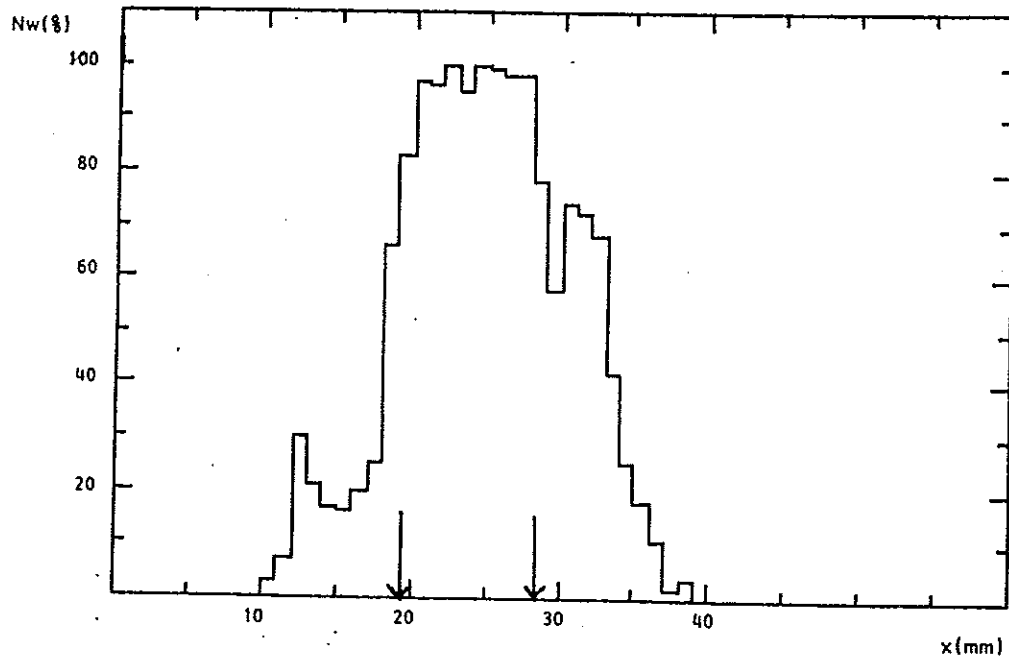


Abb.4.2.14 Nachweiswahrscheinlichkeit von 4 mm Streifen in Drahrichtung (Deckelseite Iarocci-Kammer) Streifen 1 mm verschoben

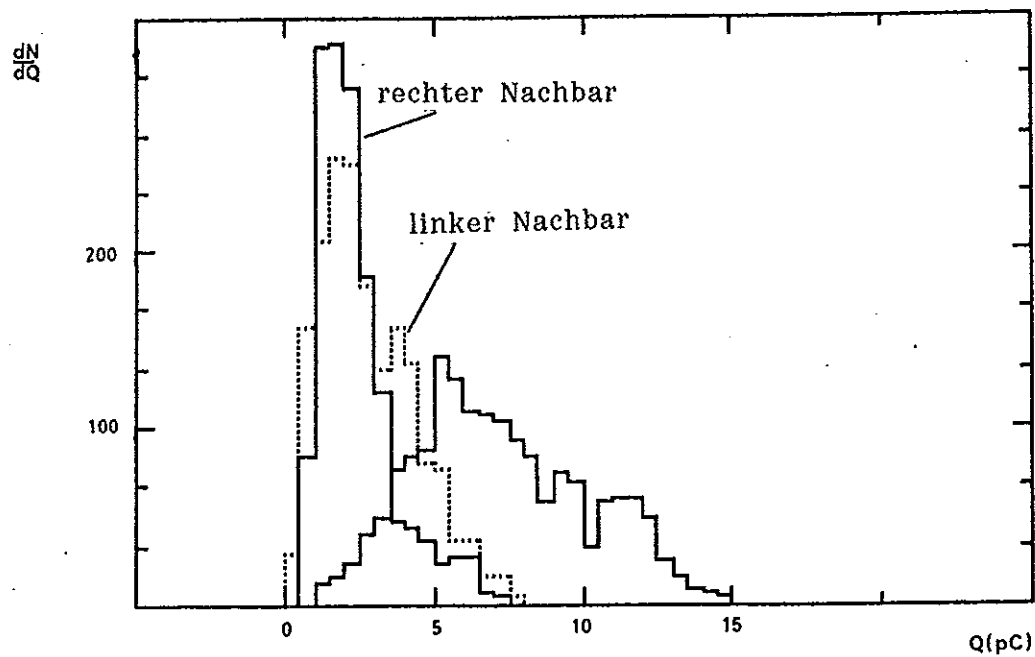


Abb.4.2.13 Ladungsspektren von Streifen in Drahrichtung
(Deckelseite Iarocci-Kammer) Streifen 1 mm verschoben

Benutzt man eine solche Anordnung zur Messung der Koordinate eines Teilchendurchgangs, so zeigen die Abweichungen der Meßwerte vom wahren Durchgangsort bevorzugt in die Richtung der Verschiebung. Eine solche Verschiebung führt also zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung. Man muß daher parallel zum Draht verlaufende Streifen möglichst genau justieren.

- Multiplizität und Nachweiswahrscheinlichkeit

Unter Multiplizität versteht man die mittlere Anzahl der Streifen, die pro Teilchendurchgang angesprochen haben. Die Auflösung einer Ortsmessung verschlechtert sich mit wachsender Multiplizität.

Anhand der Ladungsspektren sieht man, daß man eine geringe Multiplizität dann erreicht, wenn eine möglichst hohe Schwelle gewählt wird. Eine hohe Schwelle hat aber zur Folge, daß ein Teil der Ereignisse nicht registriert werden. Eine Verringerung der Multiplizität hat also eine Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge. Dieser Effekt ist für die Streifen auf der Graphitseite der Kammer größer als für Streifen auf der Deckelseite. Der Grund dafür ist die größere Überschneidung der Ladungsspektren des "getroffenen" und des "Nachbar"-Streifens für diesen Fall.

Für verschiedene Schwellen wurden die Multiplizität und die Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb.4.2.15 aufgetragen. Aus dem oben genannten Grund ist bei konstanter Nachweiswahrscheinlichkeit die Multiplizität für Streifen auf der Graphitseite größer als für Streifen auf der Deckelseite.

3. Senkrecht zum Draht verlaufende Streifen

4 mm-Streifen, die auf beiden Seiten der Iarocci-Kammer in der Richtung senkrecht zum Draht angebracht waren, wurden analog zu der in 2. besprochenen Weise ausgelesen. Auf die Deckelseite der H1-Kammer wurden 4 mm-Streifen und 1 cm-Streifen in der gleichen Weise angeordnet und ausgelesen.

Wie für die parallel zum Draht verlaufenden Streifen wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Multiplizität gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb.4.2.16 für die Iarocci-Kammer und in Abb.4.2.17 für die H1-Kammer skizziert.

Der Einfluß der Graphitschicht auf dem Profilboden der Iarocci-Kammer ist der gleiche wie für den Fall der parallel zum Draht verlaufenden Streifen : Bei konstanter Nachweiswahrscheinlichkeit ist die Multiplizität für Streifen auf der Graphitseite der Kammer größer als für Streifen auf der Deckelseite.

Aus dem Vergleich der Abb.4.2.16 mit der Abb.4.2.15 geht hervor, daß die Multiplizität bei gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit für die senkrecht zum Draht verlaufenden Streifen größer ist als für die parallel zum Draht verlaufenden Streifen.

Die Gründe dafür sind die folgenden :

1. Die Abstände der Streamer vom Streifen sind im Fall der senkrechten Streifen nicht mehr konstant. Streamer können längs des gesamten Drahtes auftreten. Die maximale Ladung wird auf einem Streifen influenziert, wenn dieser genau oberhalb des Streamers liegt. Alle Ladungen unterhalb dieser Maximalladung treten im Spektrum gleichberechtigt auf, da der Abstand der Streamer zum Streifen beliebige Werte annehmen kann. Aus diesem Grund wird kein Ladungsspektrum wie für den Fall der parallelen Streifen angegeben.

2. Zwischen Streifen und Streamer befinden sich keine graphitierten Profilwände. Daher werden Signale von entfernten Streamern nicht wie im Fall der parallelen Streifen geschwächt.

Ein Vergleich der Kurve für 4mm-Streifen auf der H1-Kammer mit der zugehörigen Kurve für die Iarocci-Kammer zeigt, daß die Multiplizität bei gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit bei der H1-Kammer geringer ist als bei der Iarocci-Kammer. Der Grund dafür ist die Undurchlässigkeit der Profilwände im Fall der H1-Kammer. Das hat allerdings auch zur Folge, daß die Höhe der Streifensignale bei der H1-Kammer geringer ist als bei der Iarocci-Kammer. Eine qualitative Beschreibung erfolgt im nächsten Kapitel.

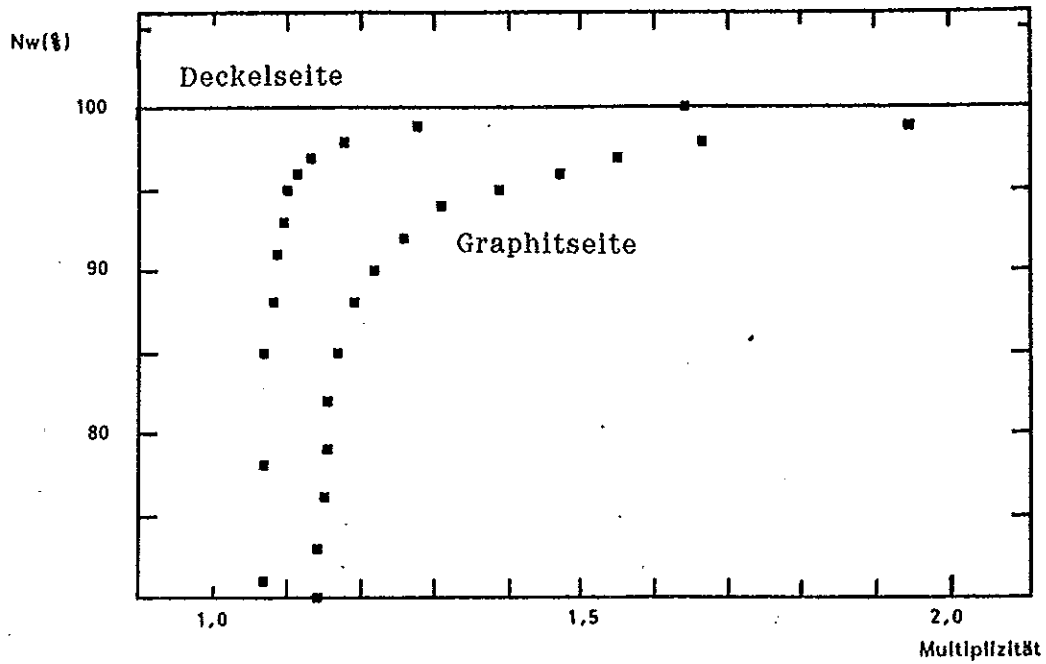


Abb.4.2.15 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Multiplizität für 4 mm Streifen in Drahrichtung (Iarocci-Kammer)

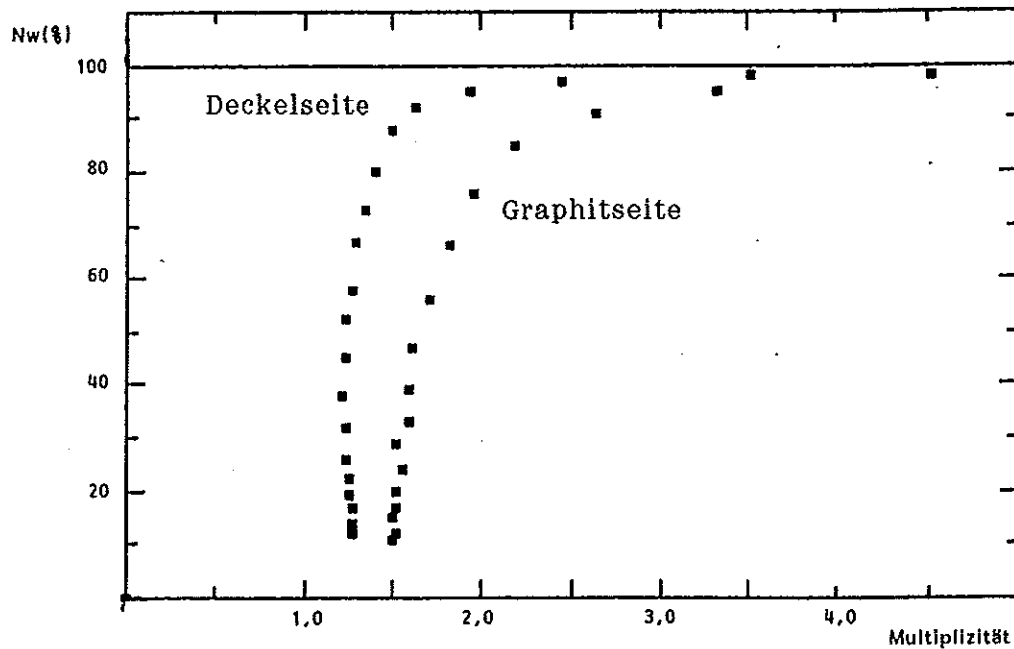


Abb.4.2.16 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Multiplizität für 4mm Streifen senkrecht zum Draht (Iarocci-Kammer)

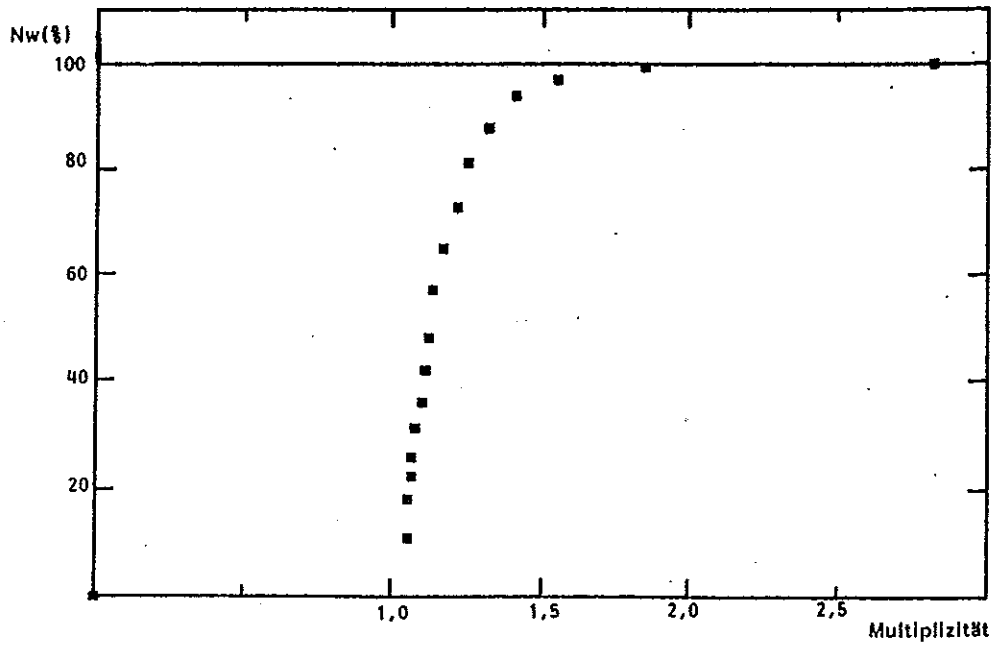


Abb.4.2.17 a Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Multiplizität für 4 mm Streifen senkrecht zum Draht (H1-Kammer)

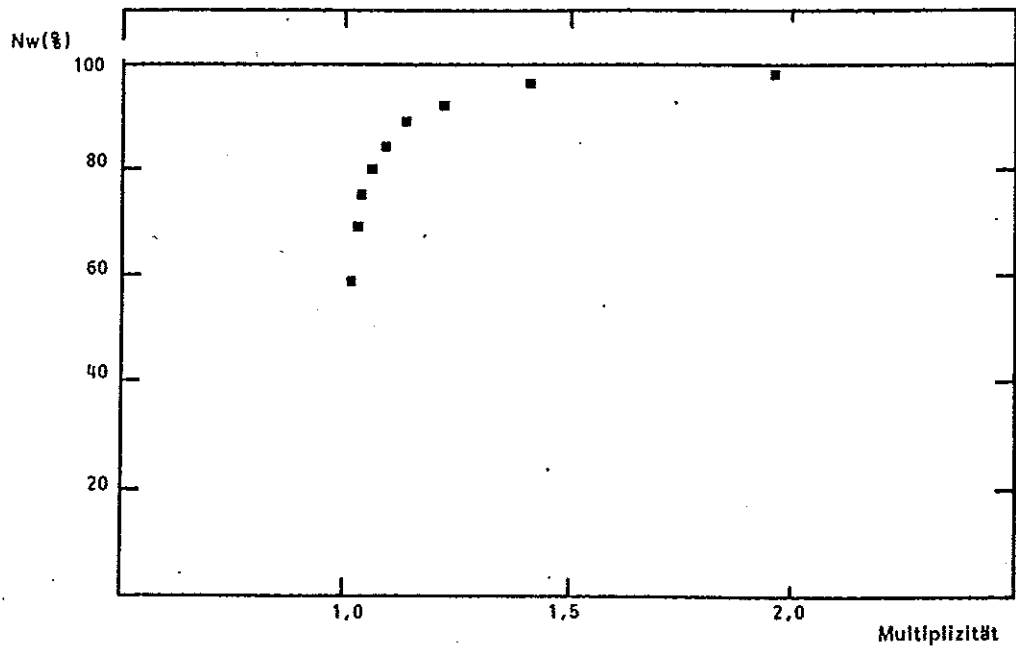
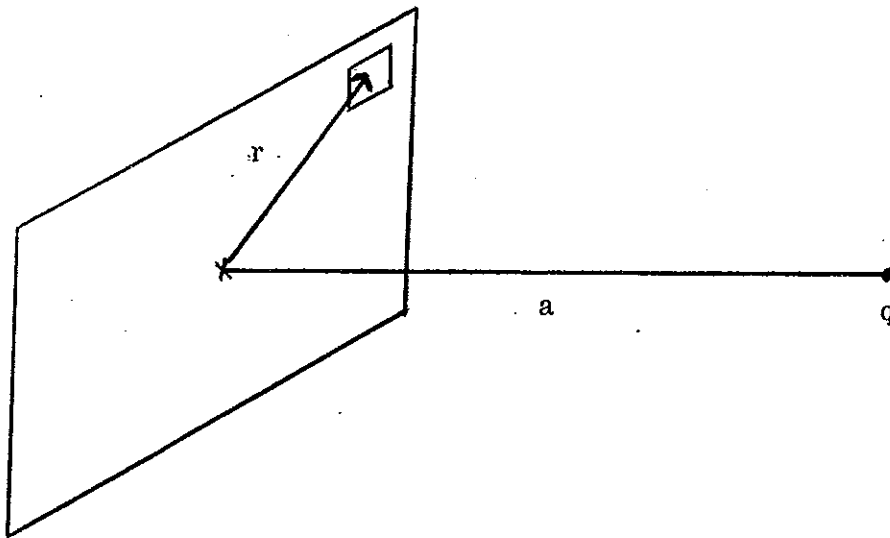


Abb.4.2.17 b Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Multiplizität für 1 cm Streifen senkrecht zum Draht (H1-Kammer)

4.2.3 Berechnung der Ladungsinfluenz auf Streifen und Pads

Um zu einer qualitativen Abschätzung für die auf pick-up-Elektroden influenzierte Ladung zu gelangen wurde das folgende einfache Modell betrachtet :

Der Streamer sei eine Ladung q die sich in einem Abstand a vor einer leitenden Fläche (Pad oder Streifen) befindet. Die auf diese Fläche influenzierte Ladungsdichte σ ist gegeben durch :



$$\sigma(r) = \frac{-2 a q}{4 \pi (a^2 + r^2)^{3/2}} \quad \implies \quad \frac{\sigma(r)}{q} = \frac{-2 a}{4 \pi (a^2 + r^2)^{3/2}}$$

Die Integration von $\sigma(r)/q$ über die Fläche der Elektrode ergibt dann das Verhältnis der Streifen (Pad-)Ladung zur Drahtladung :

$$\int_{\text{Fläche}} \frac{\sigma(r)}{q_{\text{Draht}}} dA = \frac{q_{\text{Elektrode}}}{q_{\text{Draht}}}$$

Wie in Kapitel 4.2.2 gezeigt wurde, ist dieses Verhältnis unabhängig von der Wahl äußerer Parameter, solange diese nicht die Geometrie der Anordnung verändern (z.B. Aufblähen der Kammer bei Druckerhöhung). Die in diesem Kapitel gemachten Aussagen für die jeweilige Konfiguration sind also unabhängig von Parametern wie Hochspannung, Gasmischung, Druck

Die Integration über die betreffende Fläche wurde numerisch ausgeführt :

Die Fläche wurde in Quadrate mit einer Kantenlänge von 0.1 mm unterteilt. Die Ladung in jedem dieser Quadrate ergibt sich dann aus $\sigma(r_i) \times 0.01 \text{ mm}^2$. Dabei ist r_i der Abstand r zum Mittelpunkt des Quadrates i . Die Summation der Ladungen aller Quadrate, die innerhalb der gewünschten Fläche liegen, ergibt dann die auf der Elektrode influenzierte Ladung. Auf diese Weise kann die influenzierte Ladung für beliebige Konfigurationen und für beliebige Abstände zwischen Elektrode und Streamer berechnet werden. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß die berechnete Ladung größer ist als die wirklich auf den Elektroden deponierte Ladung. Der Grund dafür ist der folgende : Im Fall der leitenden Fläche wird die gesamte Ladung q auf der Fläche influenziert. Im Fall der Streamerkammern erhält man jedoch mehr als eine leitende Fläche (Elektroden auf beiden Seiten der Kammer und das Graphit auf dem Kammerprofil). Um das zu berücksichtigen, wurden die berechneten Werte mit einem Korrekturfaktor multipliziert. Dieser Faktor wurde so bestimmt, daß der berechnete Betrag der influenzierten Ladung mit dem gemessenen für 4mm-Streifen auf der H1-Kammer übereinstimmte. Der Korrekturfaktor wurde zu 0.38 bestimmt.

Für die folgenden Konfigurationen wurde das Verhältnis von Elektrodenladung zu Drahtladung in Abhängigkeit vom Abstand Elektrodenmitte-Streamer berechnet und gemessen. Die verwendeten Streifen waren immer senkrecht zum Draht angeordnet.

1. H1-Kammer

Bei der Berechnung der Ladungsinfluenz auf Streifen bei der H1-Kammer wurden die Profilwände als undurchlässig für das Signal angenommen. Die durchgezogene Kurve in Abb.4.2.18 ist das Ergebnis der Rechnung für 4mm-Streifen. Die eingezeichneten Punkte sind die gemessenen Werte für diese Konfiguration. Dabei wurde angenommen, daß der Ort des Streamers mit dem Ort des Myondurchgangs übereinstimmt. Die r-Koordinate der Meßwerte ergibt sich also aus dem Abstand des Myondurchgangsortes von der Mitte des Streifens. Für jedes einzelne Ereignis wurde $q_{\text{streifen}}/q_{\text{draht}}$ berechnet. Aus den zu einem Abstand gehörenden Werten wurde der Mittelwert und die Standardabweichung vom Mittelwert berechnet. Der Mittelwert ist in Abb.4.2.18 eingetragen. Die Standardabweichung ist der eingezeichnete Fehler. Der Fehler in r-Richtung ergibt sich aus der Auflösung der Proportionalkammern zu $\approx 0,6 \text{ mm}$.

Man sieht, daß dieses Modell eine gute Beschreibung der Ladungsverteilung auf einem Streifen liefert.

Die Meßpunkte für 1 cm-Streifen auf der Deckelseite der H1-Kammer sind zusammen mit dem Ergebnis der Rechnung in Abb.4.2.19 aufgetragen. Die Pulshöhe ist dabei größer als für die 4mm-Streifen. Die veränderte Pulshöhe wird durch die Rechnung reproduziert. Sie ist also durch die verschiedene Fläche der Streifen zu verstehen. Das gleiche gilt für die relative Breite der Kurven. Diese ist für die 1 cm-Streifen größer als für die 4 mm-Streifen.

2. Iarocci-Kammer

Die 4 mm-Streifen wurden auf beide Seiten der Iarocci-Kammer gelegt. Die Messung verlief analog zu der unter 1. beschriebenen. Bei der Berechnung der Ladungsverteilung auf den Streifen wurde die erste Profilwand (vom Streamer aus gesehen) als durchlässig und die restlichen als undurchlässig betrachtet. Das Ergebnis für die Streifen auf der Deckelseite ist zusammen mit den gemessenen Werten in Abb.4.2.20 skizziert. Die relative Breite der Verteilung ist dabei größer als für den Fall der 4 mm-Streifen auf der H1-Kammer. Dies ist der Grund dafür, daß die Multiplizität bei der H1-Kammer bei gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit geringer ist als bei der Iarocci-Kammer.

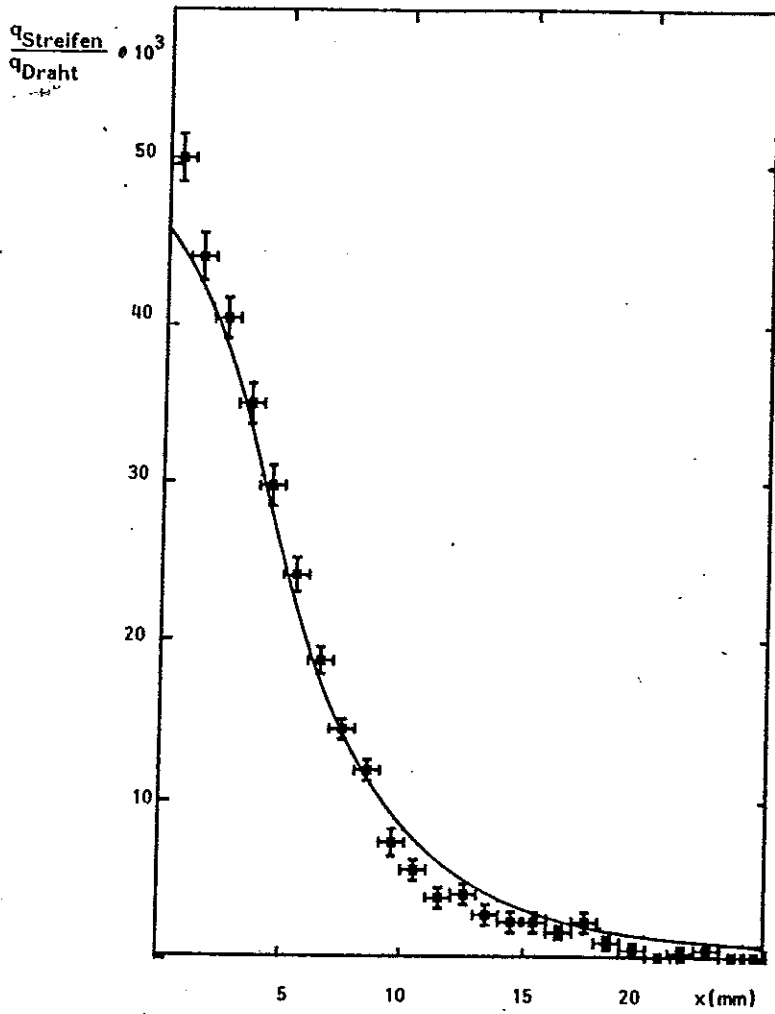


Abb.4.2.18 4 mm Streifen
(H1-Kammer)

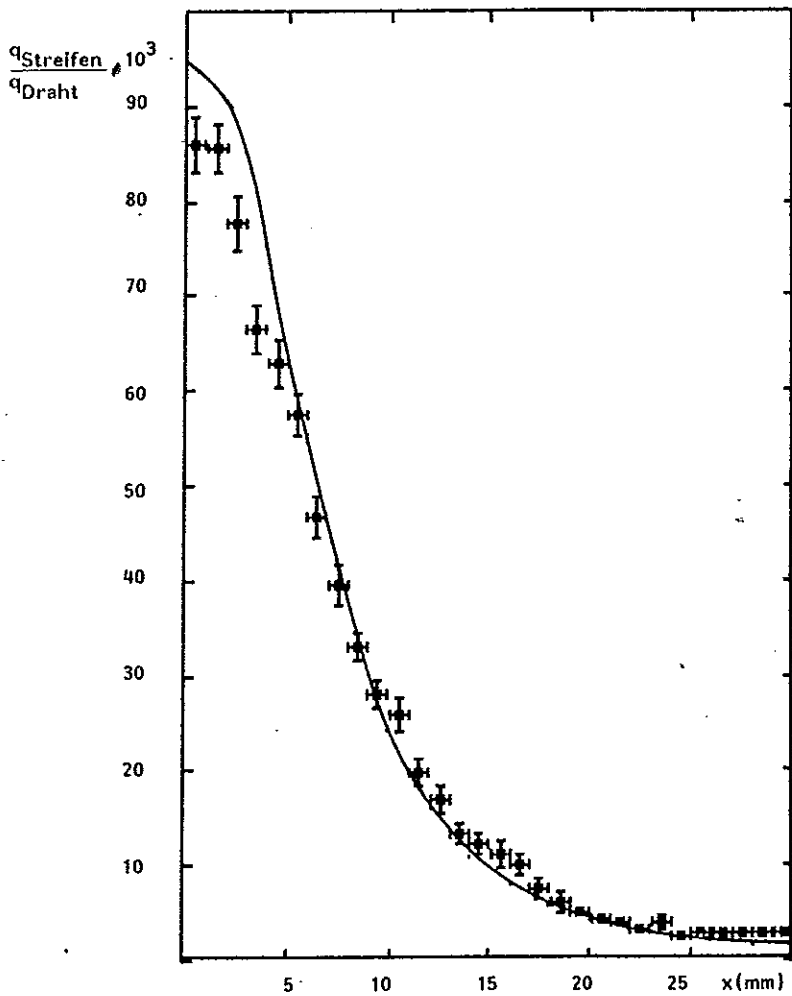


Abb.4.2.19 1 cm Streifen
(H1-Kammer)

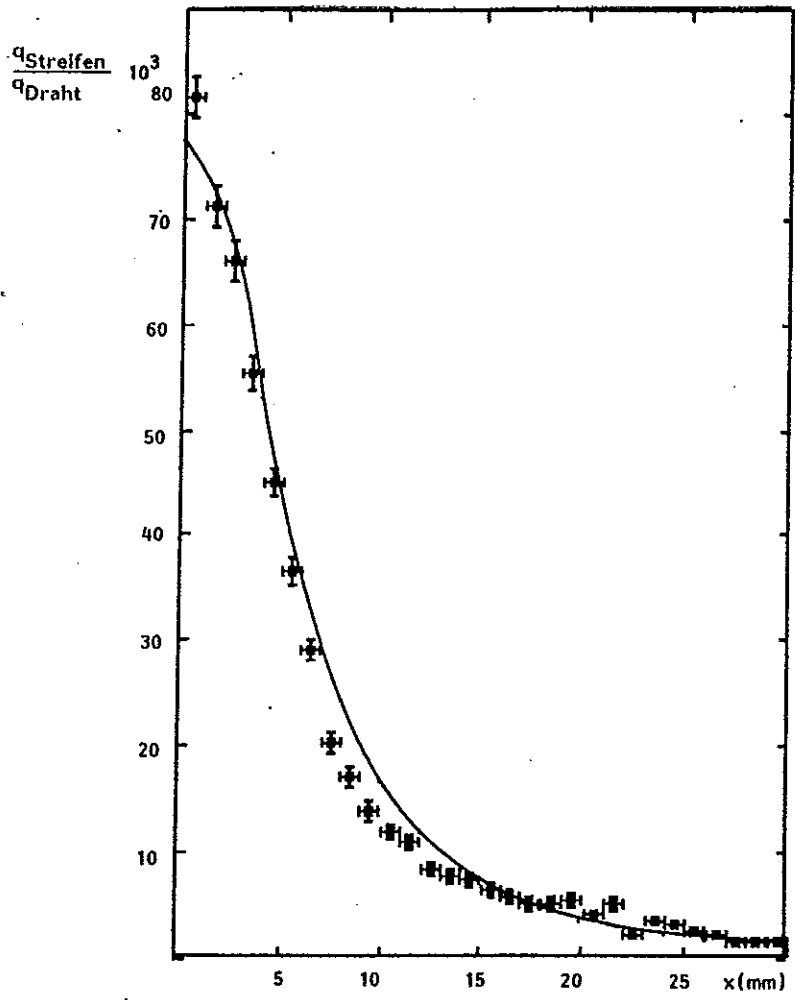


Abb.4.2.20 4 mm Streifen
(Deckel Iarocci)

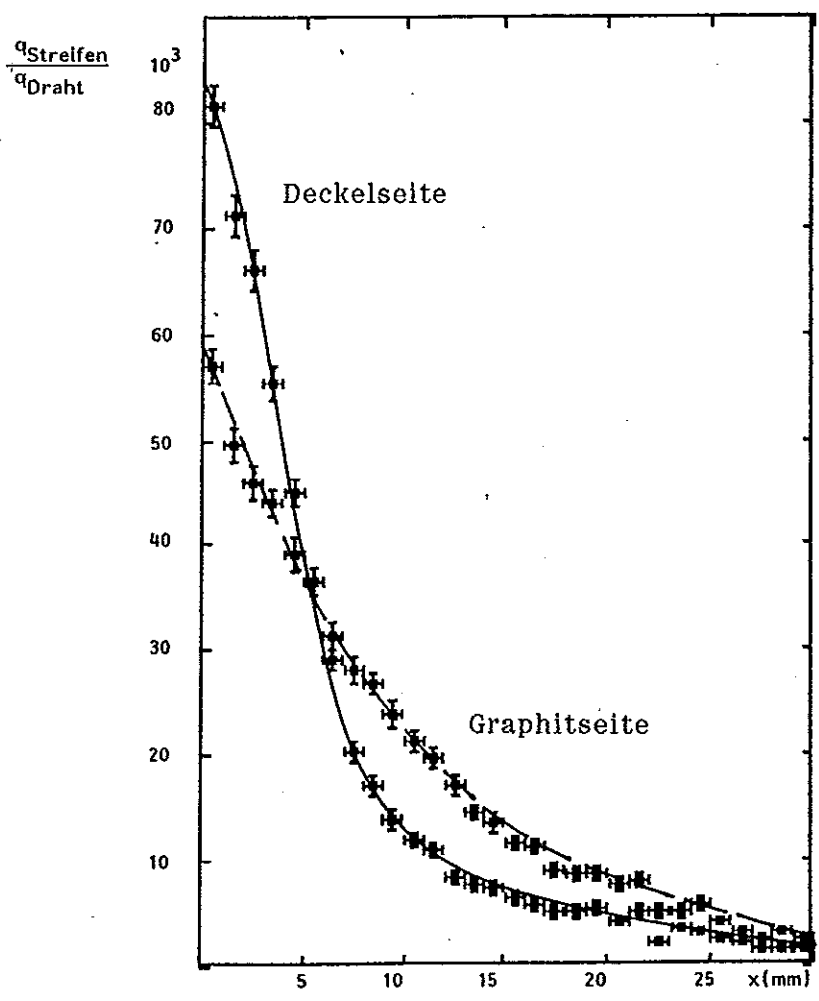


Abb.4.2.21 4 mm Streifen
(Iarocci-Kammer)

Der Effekt der Graphitbeschichtung auf dem Boden des Profils der Iarocci-Kammer auf die Ladungsverteilung ist in Abb.4.2.21 zu sehen. Die durchgezogenen Linien sind dabei keine Rechnungen sondern eine Verbindung zwischen den einzelnen Meßwerten. Die Ladung die auf den "getroffenen" Streifen influenziert wird ist, aus den oben genannten Gründen, geringer als auf der Deckelseite. Die auf dem Graphit influenzierten Ladungen fließen auf die benachbarten Streifen. Das bewirkt, daß die dort influenzierte Ladung größer ist als auf der Deckelseite.

Ein Vergleich zwischen den Kurven für die H1-Kammer mit denen der Iarocci-Kammer zeigt, daß die Pulshöhen der 1cm-Streifen auf der H1-Kammer größer sind als die der 4 mm-Streifen der Iarocci-Kammer. Die relative Breite der Kurven die für die Multiplizität verantwortlich ist bleibt dabei in etwa gleich.

Die Auslese von 1 cm-Streifen bei der H1-Kammer ist also der von 4 mm-Streifen bei der Iarocci-Kammer vergleichbar.

-Zusammenhang zwischen Nachweiswahrscheinlichkeit und Multiplizität

Aus den angegebenen Verhältnissen von Streifenladung zu Drahtladung erhält man für ein bestimmtes Spektrum der Drahtladung folgendermaßen eine Abschätzung für den Zusammenhang zwischen Nachweiswahrscheinlichkeit der Streifen und Streifenmultiplizität.

Das Spektrum der Streifenladungen hat die gleiche Form wie das Spektrum der Drahtladungen. Die Größe der Streifenladung ergibt sich durch Multiplikation der Drahtladung mit einem Faktor k. Diesen Faktor erhält man für einen bestimmten Abstand zwischen Streamer und Streifenmitte aus den Abbildungen 4.2.18 - 4.2.21.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Streifen für eine Ladungsschwelle Q_S lautet dann wie folgt:

$$N_W = \frac{N_1}{N_{\text{gesamt}}}$$

Dabei ist N_{gesamt} die Summe aller Einträge im Ladungsspektrum.

N_1 ergibt sich aus dem Spektrum des Streifens der den kürzestem Abstand zum Streamer besitzt als die Anzahl der Einträge die oberhalb der Ladung Q_S liegen. (= Anzahl der registrierten Teilchen).

Unter Multiplizität versteht man die Anzahl der angesprochenen Streifen wenn ein Teilchendurchgang von einem der Streifen registriert wurde. Sie ist gegeben durch :

$$\text{Multiplizität} = \frac{\sum_{i=1}^8 N_i}{N_1}$$

N_i ist die Anzahl der Einträge oberhalb der Schwelle Q_s im Spektrum des Streifens mit der Nummer i . N_1 ist die Anzahl der von den Streifen registrierten Teilchendurchgänge.

Auf diese Weise kann man, für einen gegebenen Abstand zwischen dem Ort des Teilchendurchgangs und dem dazu nächsten Streifen, die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Multiplizität berechnen. Aus den Werten für verschiedene Abstände erhält man die gesuchten Werte für die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit und die mittlere Multiplizität.

Durch Variation der Schwellen erhält man den Zusammenhang zwischen beiden Größen.

Die Rechnung wurde durchgeführt für 4mm-Streifen und für 1cm-Streifen, die auf der Deckelseite der H1-Kammer angebracht waren. Das Ergebnis ist zusammen mit den gemessenen Werten in Abb.4.2.22 eingetragen.

Zur Berechnung wurde das, bei dieser Messung aufgenommene, Drahtladungsspektrum herangezogen.

Man sieht, daß diese einfache Rechnung eine gute Abschätzung für den Zusammenhang zwischen Nachweiswahrscheinlichkeit und Multiplizität liefert. Dieser Zusammenhang wird also im wesentlichen durch die Geometrie (Faktor aus Abb.4.2.18 und 4.2.19) und durch die Variation der Drahtladung bestimmt. Die Rechnung kann analog für andere Drahtladungsspektren, das heißt für andere Gasgemische, Drücke oder Hochspannungswerte, durchgeführt werden.

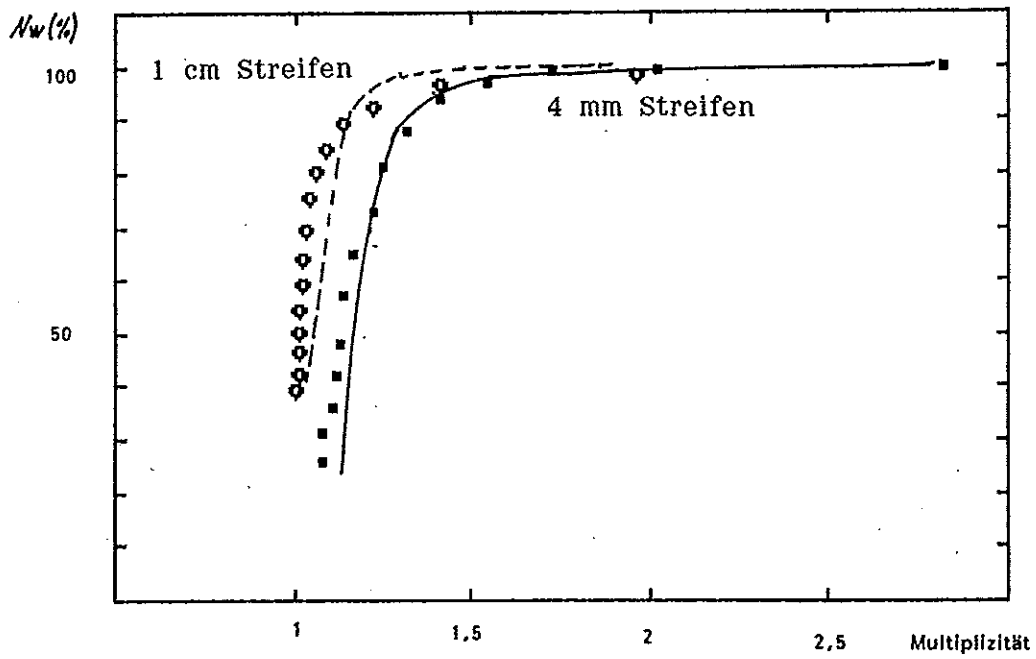


Abb.4.2.22 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Multiplizität
(H1-Kammer)
Messung (Vierecke) und Rechnung (eingezeichnete Kurven)

Einige charakteristische Eigenschaften von pick-up Elektroden sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst :

Die auf Elektroden deponierte Ladung wird dabei angegeben für den Fall eines Teilchendurchgangs durch die Mitte der Elektrode. Die gemessenen Multiplizitäten für eine Nachweiswahrscheinlichkeit der Streifen von 98 % sind ebenfalls in der Tabelle eingetragen.

Konfiguration	$\frac{Q_{\text{Elektrode}}}{Q_{\text{Draht}}}$	Multiplizität
10x10 cm ² Pad Iarocci (Deckel)	0.38	-
" (Graphit)	0.30	-
H1 (Deckel)	0.18	-
4 mm Streifen parallel z. Draht		
Iarocci (Deckel)	0.16	1.2
" (Graphit)	0.14	1.65
4 mm Streifen senkrecht z. Draht		
Iarocci (deckel)	0.08	3.5
" (Graphit)	0.06	4.5
H1 (Deckel)	0.05	1.6
1 cm Streifen senkrecht z. Draht		
H1 (Deckel)	0.09	1.55

Tab.4.5 Auslese von pick-up Elektroden

5. Zusammenfassung

Bei dem für den H1-Detektor am Speicherring HERA in Hamburg geplanten Myonennachweis und für die Eiseninstrumentierung ist die Verwendung von Streamerrohrkammern vorgesehen. Diese Nachweisgeräte sind Gas-Zähler und werden im sogenannten begrenzten Streamer-Modus betrieben. Als Grundelement dient eine Zelle von 9 mm x 9 mm Querschnitt von variabler Länge mit dem Zähl draht als Anode im Zentrum. Die Zellwände bilden die Kathode.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Signalauslese von zwei verschiedenen Typen dieser Kammern untersucht :

1. Der Iarocci-Typ. Normalerweise werden die Signale ausgelesen, die von Streamern welche in der unmittelbaren Nähe des Drahtes entstehen, auf pick-up Elektroden außerhalb des Zählvolumens influenziert werden. Die Ausleseelektroden werden entweder aus leitenden Kupferstreifen - senkrecht oder parallel zum Draht orientiert - oder aus sogenannten Pads geformt. Pads sind Elektrodenflächen von zumeist rechteckiger Gestalt. Die für die Influenz notwendige Transparenz wird dadurch erreicht, daß die Kathodenflächen auf mindestens drei Seiten mit einem hochohmigen Material beschichtet werden (Oberflächenwiderstand $\approx 500 \text{ k}\Omega/\text{Quadrat}$).

Vorteil dieses Typs ist die nahezu vollständige Trennung von Auslese und Hochspannungsversorgung sowie Gassystem. Die größte Schwierigkeit besteht in der Herstellung genügend sauberer und homogener Oberflächen mit großem Oberflächenwiderstand.

Im allgemeinen ist die Anzahl der pro Teilchendurchgang angesprochenen Streifen ≥ 1 .

2. Der H1-Typ. Die Zelle weist an den Seiten eine niederohmige Beschichtung auf ($\approx 1 \text{ k}\Omega / \text{Quadrat}$). Der Draht wird ausgelesen, so daß das Problem der Multiplizitäten wie bei der Streifenauslese nicht auftritt. Die Deckelseite weist eine hochohmige Beschichtung auf um dort die zusätzliche Auslese von Padsignalen beziehungsweise von Streifensignalen zu ermöglichen, wobei die Streifen senkrecht zum Draht orientiert sind. Der Vorteil dieses Typs besteht in der großen Drahtsignalamplitude im Verhältnis zu Streifensignalen, sowie in der großen Zuverlässigkeit bei der Herstellung der niederohmigen Oberflächenbeschichtungen. Das Betriebsverhalten beider Kammertypen wurde eingehend untersucht, wobei für beide zur besseren Vergleichsmöglichkeit sowohl die Drahtsignale als auch Streifen- und Padsignale ausgelesen wurden.

Die Messungen wurden an einem Teststand für kosmische Höhenstrahlung durchgeführt und erfolgten bei einer Hochspannung von 4.7 kV und einem Gasgemisch aus Argon und Isobutan im Verhältnis 1/3.

Zunächst wurden die Drahtsignale beider Kammern untersucht. Bei einer Schwelle von 10 mV beträgt die Breite des Zählratenplateaus in beiden Fällen etwa 400 V. Die Form der Drahtsignale wurde für verschiedene Auslesewiderstände gemessen und mit Rechnungen verglichen. Bei einem Auslesewiderstand von 50 Ω beträgt die mittlere Impulshöhe 50 mV und die mittlere Impulsdauer 50 ns. Die Berechnungen stimmen dabei gut mit den Messungen überein.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit gemittelt über acht Zellen war für die Iarocci-Kammer $> 95 \%$, für die H1-Kammer $> 90 \%$, bei einer Schwelle von 10 mV entsprechend ≈ 5 pC.

Anschließend wurden die Signale von pick-up Elektroden untersucht. Die Form der Signale wurde gemessen und mit Rechnungen verglichen. Dabei zeigte sich eine deutliche Abhängigkeit der Signaldauer von der Kapazität der Elektrode, sobald diese die Kammerkapazität überschreitet. Die mittlere Signaldauer beträgt für 20 cm lange und 4 mm breite Streifen etwa 50 ns und für ein Pad mit einer Fläche von 20x20 cm² etwa 200 ns. Auch hier zeigte sich eine gute Übereinstimmung der berechneten mit der gemessenen Signalform.

Die Größe der auf den Elektroden deponierten Ladung ist geringer als die am Draht deponierte Ladung, da die Graphitbeschichtungen nicht vollständig durchlässig ist und die Elektroden in ihrer Fläche begrenzt sind.

Für das Verhältnis der, auf einer pick-up Elektrode deponierten, Ladung zur Drahtladung wurden Werte $\approx 1/3$ gemessen. Es wurde gezeigt, daß dieses Verhältnis nur von der Geometrie und vom Oberflächenwiderstand abhängt und mit wachsender Entfernung des Streamers von der Elektrodenmitte abnimmt.

Abschließend läßt sich sagen, daß beide Kammertypen äquivalente Eigenschaften besitzen, wobei die Unterschiede zum größten Teil quantitativ geklärt werden konnten.

Abbildungen - und Tabellenverzeichnis

- 1.1 Elektron - Proton Streuung
- 2.1 Längsschnitt entlang der Strahlachse des H1-Detektors
- 2.2 Das Streamerrohrkammersystem des H1-Detektors
- 2.3 Turmstruktur des "Tailcatcher"-Kalorimeters
- 3.1 Entwicklung eines Streamers (Modell)
- 3.2 a Spektren der Drahtsignalladung bei verschiedenen Hochspannungen (Übergang Proportional-Streamerbereich)
- 3.2 b Mittelwerte der Drahtsignalladung bei verschiedenen Hochspannungen (Übergang Proportional-Streamerbereich)
- 3.3 Photos von Streamern bei verschiedenen Hochspannungen
- 3.4 Profile der Testkammern
- 3.5 Streifenprofil
- 3.6 Anordnung der Kammer im Teststand
- 3.7 Teststand für kosmische Myonen
- 3.8 Blockschaltbild der Elektronik des Teststandes
- 4.1.1 Zählratenkurven
- 4.1.2 Drahtladungsspektren
- 4.1.3 a Drahtladung der Testkammern als Funktion der Hochspannung (Mittelwerte der Spektren)
- 4.1.3 b Standardabweichung der gemessenen Ladungswerte vom Mittelwert des Spektrums als Funktion der Hochspannung
- 4.1.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Höhenstrahlung als Funktion der Hochspannung
- 4.1.5 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Durchgangs-ortes kosmischer Myonen ($U = 4.7 \text{ kV}$)
- 4.1.6 Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort einer Profilwand (Rechnung)
- 4.1.7 Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort einer Profilwand (Messung und Rechnung)
- 4.1.8 Spannungspuls an den Elektroden der Kammer
- 4.1.9 Ersatzschaltbild zur Drahtauslese der Kammern
- 4.1.10 Fotos der Drahtsignale und berechnete Form der Drahtsignale für verschiedene Auslewiderstände
- 4.1.11 Drahtsignal der Iarocci-Kammer (Flash-ADC Messung und Rechnung)
- 4.1.12 Halbwertsbreite der Drahtsignale als Funktion des Auslewiderstandes (Messung und Rechnung)

- 4.2.1 Ersatzschaltbild zur Auslese von pick-up Elektroden
- 4.2.2 Fotos und berechnete Form der Signale von pick-up Elektroden
- 4.2.3 Padsignale für Pads verschiedener Größen (Rechnung)
- 4.2.4 Spektren der Padladungen
- 4.2.5 Ersatzschaltbild zur Auslese von pick-up Elektroden
auf der Graphitseite der Iarocci-Kammer
- 4.2.6 Spektren der Verhältnisse von Pad - zu Drahtladung
- 4.2.7 Verhältnis von Pad - zu Drahtladung für verschiedene
Durchgangsorte der Myonen
- 4.2.8 a Verhältnis von Pad - zu Drahtladung als Funktion
der Hochspannung
- 4.2.8 b Verhältnis von Pad - zu Drahtladung als Funktion
des Druckes
- 4.2.9 Nachweiswahrscheinlichkeit eines Pads für Myonen
- 4.2.10 Anordnung von Streifen in Drahrichtung
- 4.2.11 Ladungsspektren von Streifensignalen
(Streifen in Drahrichtung)
- 4.2.12 Nachweiswahrscheinlichkeit von Streifen in Drahrichtung
- 4.2.13 Ladungsspektren von Streifensignalen
(Streifen in Drahrichtung , senkrecht zum Draht
um 1 mm verschoben)
- 4.2.14 Nachweiswahrscheinlichkeit von Streifen in Drahrichtung
(Streifen um 1 mm verschoben)
- 4.2.15 Nachweiswahrscheinlichkeit von Streifen in Drahrichtung
als Funktion der Streifenmultiplizität
- 4.2.16 Nachweiswahrscheinlichkeit von Streifen senkrecht zum Draht
als Funktion der Multiplizität (Iarocci-Kammer)
- 4.2.17 Nachweiswahrscheinlichkeit von Streifen senkrecht zum Draht
als Funktion der Multiplizität (H1-Kammer)
- 4.2.18 Verhältnis von Streifenladung zur Drahtladung
als Funktion des Myondurchgangsortes (4 mm Streifen
H1-Kammer)
- 4.2.19 " " (1 cm Streifen
H1-Kammer)
- 4.2.20 " " (4 mm Streifen Deckel
Iarocci-Kammer)
- 4.2.21 " " (4 mm Streifen
Iarocci-Kammer)
- 4.2.22 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Multiplizität
(Messung und Rechnung)

Tabellen

- 3.1 Parameter der pick-up Elektroden
- 4.1 Änderung der Ladungsspektren bei einer Hochspannungsvariation
- 4.2 Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort einer Profilwand
- 4.3 Nachweiswahrscheinlichkeit im aktiven Bereich der Kammern
- 4.4 Kapazität der getesteten pick-up Elektroden
- 4.5 Parameter zur Auslese von pick-up Elektroden

Literaturverzeichnis

- /Atac/ M.Atac Self Quenching Streamers
Nuclear Instruments and Methods 200 (1982)
- /Batt/ G.Battistoni Resitive Cathode Transparency
Nuclear Instruments and Methods 202 (1982)
- /Cern Test/ E.Vogel private Mitteilung
- /Iar/ E.Iarocci Plastic Streamer Tubes and their
Applications in High Energy Physics
Nuclear Instruments and Methods 217 (1983)
- /Peise/ G.Peise Maxadc-Manual Version 4.3 1985
- /Raup/ F.Raupach Diplomarbeit RWTH Aachen 1977
- /Rohe/ Rohe Elektronik für Physiker
- /Sauli/ F.Sauli Principles of Operation of multiwire
Proportional and Drift Chambers CERN 77-09
- /Strkamm/ Baldini Performance of a limited Streamer-Tube
Hadron-Calorimeter
Nuclear Instruments and Methods A 247 (1986)
- Charm II Kollaboration
Testresults of the Streamertube-System of the
Charm II Neutrino-Detector
Nuclear Instruments and Methods A 252 (1986)
- /Tp/ Technisches Proposal der H1-Kollaboration
- /Zitz/ S.Zitzen Diplomarbeit RWTH Aachen 1987

Darstellung des Bildungsganges

Meine Ausbildung begann 1966 an der katholischen Grundschule Weiden. Nach Beendigung des 4. Grundschuljahres im Sommer 1970 wechselte ich auf das Gymnasium der Stadt Würselen. Dort erlangte ich im Sommer 1979 die allgemeine Hochschulreife.

Im Wintersemester 1979/80 begann ich mit dem Studium der Physik an der RWTH Aachen.

Das Vordiplom konnte ich im Sommer 1981 erfolgreich abschließen.

Anschließend wandte ich mich der Elementarteilchenphysik zu und begann im Herbst 1985 mit dem Hauptpraktikum am I. Physikalischen Institut. Daran schloß sich im Frühjahr eine Diplomarbeit im gleichen Institut an, die im Juni 1987 abgeschlossen wurde.

H. Bergstein

Danksagung

Herrn Prof. W.Braunschweig danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für viele weitere Anregungen während der Arbeit.

Herrn Dr. F.J.Kirschfink danke ich für die Betreuung der Arbeit, sowie für viele fruchtbare Diskussionen und die stets freundliche Hilfe.

Schließlich möchte ich mich bei Herrn S.Zitzen für die hervorragende Zusammenarbeit bedanken.