

FACHBEREICH NATURWISSENSCHAFTEN I - PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Untersuchung des Verhaltens
von Streamerkammern
bei verschiedenen Gaszusammensetzungen

Diplomarbeit von
Roman Poon

März 1995.
WU D 95-8

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Der Streamermechanismus	2
1.1 Über die Allgemeine Gasverstärkung	2
1.2 Der selbstlöschende Streamer	5
1.3 Aufbau und Verwendung von Streamerkammern beim H1-Detektor .	8
2 Die Hochspannungsabhängigkeit der Streamersignals	11
2.1 Der Meßaufbau für die Spannungsvariation	11
2.1.1 Der mechanische Aufbau	11
2.1.2 Die Triggerschaltung und Auslese	13
2.2 Die Spannungsabhängigkeit des Kammersignals	15
3 Die Winkelabhängigkeit des Streamersignals	26
3.1 Der Meßaufbau	26
3.2 Die Winkelabhängigkeit der Streamerladung	29
4 Die Dichteabhängigkeit der Streamerladung	37
4.1 Der Meßaufbau	37
4.2 Der Dichteverlauf	39
4.3 Die Dichteabhängigkeit bei $\vartheta = 0^\circ$	39
4.4 Die Dichteabhängigkeit bei verschiedenen Winkeln ϑ	42
Zusammenfassung	46
Literaturverzeichnis	50

Einleitung

Bis in die heutigen Tage finden Streamerkammern in den großen Experimenten der Hochenergiephysik, wie z. B. dem Experiment H1 am DESY in Hamburg, Verwendung. Innerhalb des H1-Detektors werden die Streamerkammern zum Nachweis von Myonen und zur Bestimmung der aus den inneren Kalorimetern austretenden Restenergie genutzt.

In Streamerkammern wird die Anzahl der Teilchen registriert, die die Kammern durchdringen. Der dabei entstehende Puls hat - im Gegensatz zu den in den Proportionalkammer entstehenden Pulsen - eine hohe Amplitude und kann daher durch eine einfache Elektronik ausgelesen werden.

In den bislang erschienen Arbeiten über den Streamermechanismus sind Modelle erstellt worden, die den Mechanismus qualitativ beschreiben können. Es ist jedoch nicht möglich, das Verhalten des Streamersignals bei Veränderung der abhängigen Parameter im Modell theoretisch vorherzusagen. Aufgrund der Abhängigkeit der Streamerentwicklung von der verwendeten Gasmischung, soll hier das Verhalten des Kammersignals bei einer Variation der Gaszusammensetzung experimentell untersucht und mit den bisherigen Modellen verglichen werden. Für diese Untersuchungen werden die drei folgenden Gaszusammensetzungen verwendet:

35% Ar + 65% iC_4H_{10}

25% Ar + 75% iC_4H_{10}

15% Ar + 85% iC_4H_{10} .

Dabei wird auf die Abhängigkeit der Signale von der Hochspannung, vom Einfallswinkel des die Kammer durchdringenden Teilchens und von der Temperatur und dem Druck des verwendeten Gasgemisches eingegangen.

Darüber hinaus soll der Einfluß des Einfallswinkels auf die Dichteabhängigkeit des Streamersignals betrachtet werden.

Kapitel 1

Der Streamermechanismus

Eine Ionisationskammer ist eine durch Kathodenwände abgeschlossene, runde oder eckige Kammer mit einem Anodendraht in der Mitte. Sie wird mit einem Gasgemisch gefüllt und es wird eine Hochspannung im kV-Bereich an die Elektroden angelegt.

In Ionisationskammern werden Teilchen, die das Gasvolumen kreuzen, durch die Elektronen, die aus Ionisationsprozessen entlang ihrer Spur entstehen, nachgewiesen. In Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke erreicht man unterschiedliche Bereiche oder Moden der Gasverstärkung, die man unterteilt in den Proportionalbereich, den eingeschränkten Proportionalbereich und den Geiger-Müller-Bereich. Erhöht man den Zusatz an Löschgasen ¹, so kann man aus dem Proportionalbereich in den Streamerbereich, als Alternative zum Geiger-Müller Bereich, gelangen. Dies ist unter anderem auch von den Gegebenheiten der Kammer (Drahtdurchmesser, Kammerhöhe, Wandwiderstand etc.) abhängig.

Zum Verständnis des Streamermechanismus ist eine allgemeine Kenntnis der Wechselwirkungen von geladenen Teilchen in Gasen notwendig, wie sie im folgenden beschrieben wird.

1.1 Über die Allgemeine Gasverstärkung

Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen das Gasvolumen, so hinterläßt es aufgrund seines Energieverlustes pro Weglänge im Gas eine Spur von ionisierten oder angeregten Gasatomen oder Molekülen. Der mittlere Energieverlust durch Coulombwechselwirkung kann durch die Bethe-Bloch-Formel berechnet werden,

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{N_0 Z z^2}{A\beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right) - \beta^2 \right\} \quad (1.1)$$

wobei N_0 die Avogadokonstante, m_e die Masse und $r_e = 2,8\text{fm}$ der klassische Radius des Elektrons ist. Z ist die Ordnungszahl und A die Masse des zu durchdringenden

¹siehe Kap. 1.1

Materials, I das effektive Ionisationspotential des Materials. Dabei sind ze und $v=\beta c$ die Ladung und Geschwindigkeit des bewegten Teilchens.

Der Ausdruck $\frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2}$ beschreibt die maximale Energie, die bei einem Wechselwirkungsprozess ausgetauscht werden kann.

Allgemein wird eine Form benutzt, in der der Energieverlust als Funktion der Massenbelegung $X = \rho \cdot x$ dargestellt wird:

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$

Die Anzahl der primär erzeugten Elektronen n_P längs der Spur im Gasraum ist abhängig von der benutzten Gasmischung. Da die Energie dieser primär erzeugten Spurelektronen meist größer ist als das Ionisationspotential der Gasatome oder Moleküle, kann jedes Elektron in seiner nächsten Umgebung mehrere Atome bzw. Moleküle durch Stöße ionisieren. Diese räumlich begrenzte Ionisation wird *Clusterbildung* genannt. Die Gesamtzahl n_T der freigesetzten Ionenpaare im Gasgemisch kann durch

$$n_T = \frac{\Delta E}{w_i}$$

angegeben werden, wobei ΔE der Energieverlust im Gas und w_i der mittlere Energieverlust pro Ionenpaar ist [SAUF77]. In Tabelle 1.1 sind $\frac{dE}{dx}$, n_P und n_T für minimalionisierende Teilchen, sowie andere Größen der Gase Argon, Isobutan und CO_2 aufgelistet.

Gas	Z	A	ρ [g/l]	E_{ex} [eV]	E_i [eV]	I_0 [eV]	w_i [eV]	dE/dx [keV/cm]	n_P^a	n_T^a
Ar	18	39,9	1,66	11,6	15,7	15,8	26	2,44	29,4	94
CO_2	22	44	1,86	5,2	13,7	13,7	33	3,01	34	91
C_4H_{10}	34	58	2,42		10,6	10,8	23	4,5	46	195

^aion pair/cm

Tabelle 1.1: **Eigenschaften von Gasen.** Dichte ρ , minimale Anregungsenergie E_{ex} , minimale Energie für Ionisation E_i , mittleres effektives Ionisationspotential I_0 pro Hüllenelektron $I_0 = I/Z$, Energieverlust w_i pro produziertem Ionenpaar, minimaler Energieverlust (dE/dx), Zahl der primäre Ionenpaare n_P pro cm Weglänge für minimal ionisierende Teilchen, Gesamtzahl Ionenpaare n_T pro cm Weglänge für minimal ionisierende Teilchen; entnommen aus [SAUF77].

Im angelegten elektrischen Feld findet eine Ladungstrennung der Elektronen von den Ionenrümpfen statt. Die Elektronen driften aufgrund ihrer höheren Beweglichkeit schneller zur Anode als die Ionen zu den Kathodenwänden.

In der Nähe des Anodendrahtes, der auch als Signaldraht bezeichnet wird, wirkt ein radialsymmetrisches Feld

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad , \quad (1.2)$$

dessen Feldstärke $E(r)$ mit fallendem Abstand r zwischen den Elektronen und dem Anodendraht steigt. Dabei bezeichnet man mit V_0 das Potential des Anodendrahtes. Die Energie, die die Elektronen während einer mittleren freien Weglänge λ zwischen den Stößen mit den Gasatomen aus dem Feld aufnehmen, steigt schneller an, je weiter sie sich dem Draht nähern. Diese Elektronen können dann mehr Gasmoleküle ionisieren, worauf die freigesetzten Elektronen ihrerseits weitere Moleküle ionisieren. Es findet ein Multiplikationsprozess statt, der einen starken Anstieg der Anzahl der Elektronen-Ionenpaare zur Folge hat. Diesen sprunghaften Anstieg der Elektronen-Ionenanzahl bezeichnet man als *Lawinenbildung*.

Die Anzahl der durch ein Elektron erzeugten Ionenpaare pro Weglänge dx kann durch den ersten Townsend-Koeffizienten $\alpha(x)$ beschrieben werden. Die Zunahme der Ladungsträgerpaare wird als dn bezeichnet und durch

$$dn = n \cdot \alpha(x) \cdot dx \quad , \quad \alpha(x) = A e^{-\frac{B}{E(x)}} \quad (1.3)$$

angegeben. Hierbei sind A und B gasspezifische Parameter, die von der benutzten Gasmischung, vom Luftdruck und der Temperatur abhängen. Daraus erhält man für die Verstärkung M der Anfangsteilchenanzahl n_0

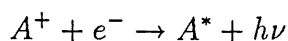
$$M \cdot n_0 = n_0 \cdot e^{\int \alpha(x) dx} \quad (1.4)$$

Es ergibt sich eine Abhängigkeit der Lawinenbildung von der mittleren freien Weglänge λ in der Gasmischung, weil λ

$$\lambda = \frac{1}{\alpha(x)} \sim \frac{1}{\rho} \quad \rho = \text{Gasdichte} \quad (1.5)$$

in Abhängigkeit von $\alpha(x)$ steht.

Neben der direkten Ionisation durch Elektronen mit genügender Energie finden auch Ionisationsprozesse durch Photonen statt,



die durch Rekombination der Ionenrümpfe mit den Elektronen oder den Übergang der angeregten Moleküle in den Grundzustand entstehen.

Über Photoeffekte können zum einen Elektronen aus den Kathodenwänden gelöst werden. Zum anderen können Elektronen, neben der Ionisation durch Stöße, auch durch die Photoionisation von weiteren Molekülen und Gasatomen im Gasgemisch entstehen. Diese freigesetzten Elektronen entstehen - abhängig von der mittleren freien Weglänge der Photonen im Gasgemisch - außerhalb und weiter entfernt von der Ladungswolke. Sie können dann, solange die Feldstärke groß genug ist, zusätzliche Lawinen ausbilden. Zur Reduzierung oder Unterdrückung der Ionisation durch Photonen kann dem Kammergas ein Löschgasanteil zugefügt werden. Diese sind zumeist mehratomige organische Gase (z. B. Isobutan oder CO_2), die durch ihre Rotations- und Schwingungsniveaus Photonen absorbieren und diese Energien dann über elastische Stöße wieder an das Gasgemisch abgeben.

1.2 Der selbstlöschende Streamer

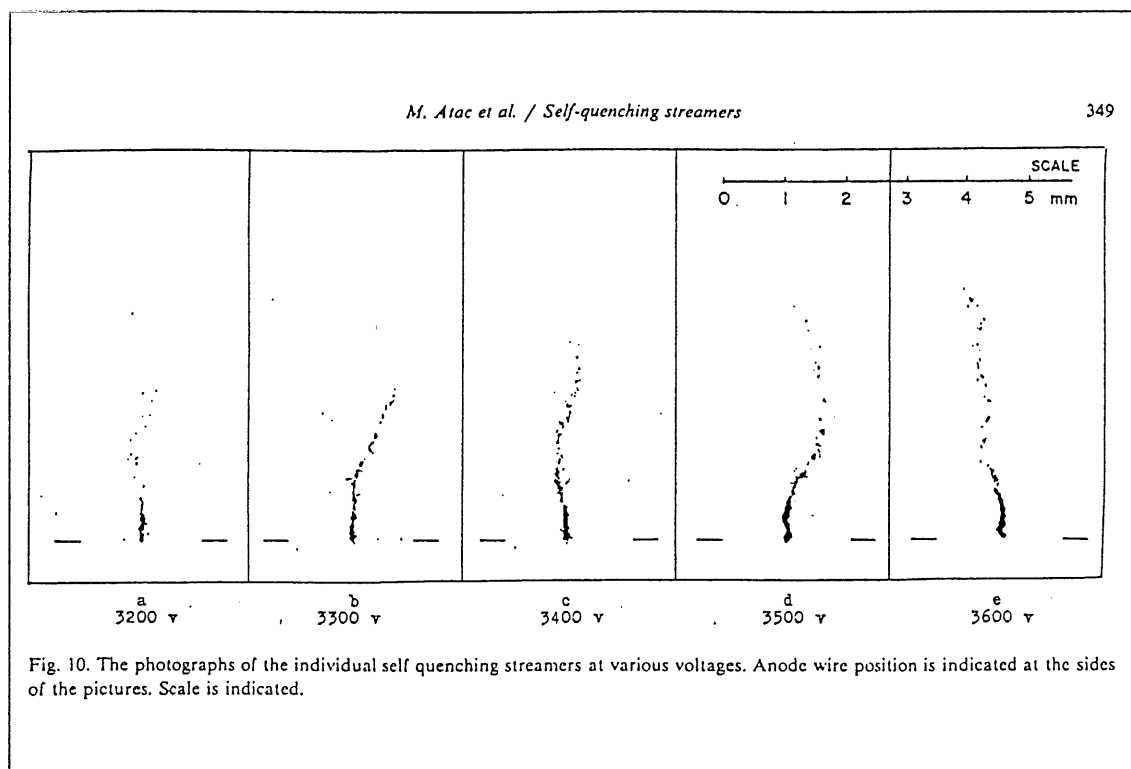


Abbildung 1.1: Die Entwicklung des Streamers bei verschiedenen Spannungen (entnommen aus [ATAM82])

Die nun folgende Modellbeschreibung des Streamermechanismus lehnt sich an die Arbeit von M. Atac et al. [ATAM82] an. Sie kann eine allgemeine Darstellung der Streamerbildung geben.

Nach der Lawinenbildung in der Nähe der Anode findet aufgrund des elektrischen

Feldes eine Ladungstrennung der Elektronen-Ionen Paare innerhalb der Lawine statt. Hierdurch entsteht eine Raumladung, deren elektrisches Feld dem statischen elektrischen Feld überlagert ist. Das Feld der Raumladung schwächt einerseits das Feld zwischen der Lawine und der Anode und stärkt andererseits das Feld zwischen den Ionen und der Kathode.

Parallel zur Ionisation innerhalb der Ladungswolke kann auch eine Ionisation außerhalb der Lawine stattfinden. Photonen, die etwa durch Rekombination der Elektronen mit den Ionenrümpfen oder durch den Übergang vom energetisch höheren in den niedrigeren Energiezustand entstehen, können Atome und Moleküle außerhalb der Lawine ionisieren. Besitzen die Photonen in dem benutzten Gasgemisch eine kurze Reichweite, so findet diese Ionisation in der Nähe der Raumladung statt und die entstehenden Elektronen bewegen sich auf die Raumladung zu.

Zusätzlich können Elektronen von der Teilchenspur, die aufgrund der längeren Driftstrecken den Lawinenbereich erst später erreichen, ganz oder teilweise in die Lawinenausbildung einbezogen werden. Dies ist abhängig von der Entfernung zwischen den Elektronen und der Lawine.

Eine Vermehrung der Elektronen-Ionen-Paare ist nur an der Spitze der Lawine möglich, da nur dort die resultierende Feldstärke groß genug ist. Die Gasverstärkung wirkt nun schon in weiterer Entfernung vom Anodendraht. Elektronen, die nun in den Bereich der Gasverstärkung gelangen, bilden eine weitere Lawine aus, die wieder eine positive Raumladung erzeugen. Diese aufeinander folgende Lawinenbildung wird als *Streamer* bezeichnet.

Dieser Prozeß setzt sich so lange fort, bis die resultierende Feldstärke an der Spitze des Streamers so weit abgenommen hat, daß für weitere Ionisationen nicht mehr genug Energie zur Verfügung steht. In Abbildung 1.1 erkennt man, wie sich der Streamer in Abhängigkeit von der angelegten Spannung in Richtung der Kathode entwickelt. Bei steigender Spannung nimmt die Länge des Streamers zu, die Ausbildung in die Breite ist dabei sehr gering. Er kann sich bis zu einer Länge von einigen Millimetern entwickeln, dünnt dann mit zunehmenden Abstand vom Anodendraht aus und bricht schließlich ab.

Eine Erklärung dafür liegt in den Feldlinien um den Streamer. Während die Photonen aus der Lawine isotrop verteilt sind und auch dementsprechend Elektronen erzeugen, ist die Feldstärke seitlich vom Streamer reduziert. Die dort entstehenden Elektronen werden nicht zur Streamerbildung beitragen. Die Reichweite der Photonen ist schon durch das verwendete Löschgas begrenzt.

Die Streamerladung ist nicht mehr proportional zur Primäriionisation, aber abhängig von der Primäriionisationsdichte. Werden mehr Elektronen primär erzeugt, so startet die Lawinenbildung mit mehr Elektronen. Die ausgebildete Lawine enthält somit mehr Ladung. In der Arbeit von An Ji Gang et al. [ANJG88] wird dieses Verhalten gezeigt. Mit Hilfe eines Stickstoff-Lasers wurde die Dichte der erzeugten Elektronen-Ionen Paare durch die Variation der Laserintensität geändert. Abbildung 1.2 zeigt die Spannungsabhängigkeit der Ladung bei verschiedenen Primäriionisationsdichten. Die Bereiche der Proportional- und des Streamermodes sind deutlich zu erkennen. Im

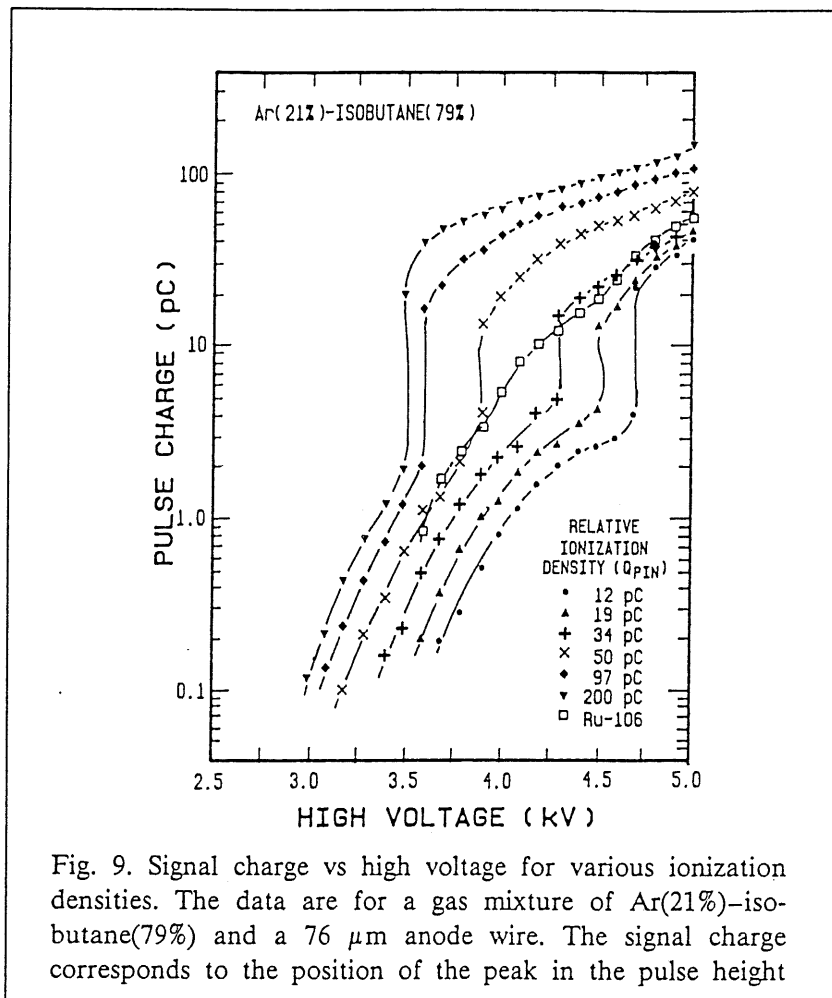


Abbildung 1.2: Die Pulsladung als Funktion der Hochspannung für verschiedene Primärionisationsdichten aus [ANJG88]

Proportionalmode wächst die deponierte Ladung stärker mit der angelegten Spannung als im Streamermodus. Man erkennt, daß sich der Übergang vom Proportional- zum Streamermodus mit steigender Primärionisationsdichte zu niedrigeren Spannungen verschiebt.

Die Streamerladung ist außerdem vom Winkel abhängig, in dem ein Teilchen das Kammervolumen durchquert². Unter einem Winkel von $\vartheta = 0^\circ$ sammeln sich die Elektronencluster der Spur innerhalb einer kleinen Umgebung am Draht. Vergrößert sich der Winkel, so verteilen sich die Elektronencluster auf einem längeren Stück des Drahtes. Es können die Winkel ϑ und φ der Spur des Teilchens in den Streamerkammern unterschieden werden (siehe Abb. 1.3).

²siehe Kap 3

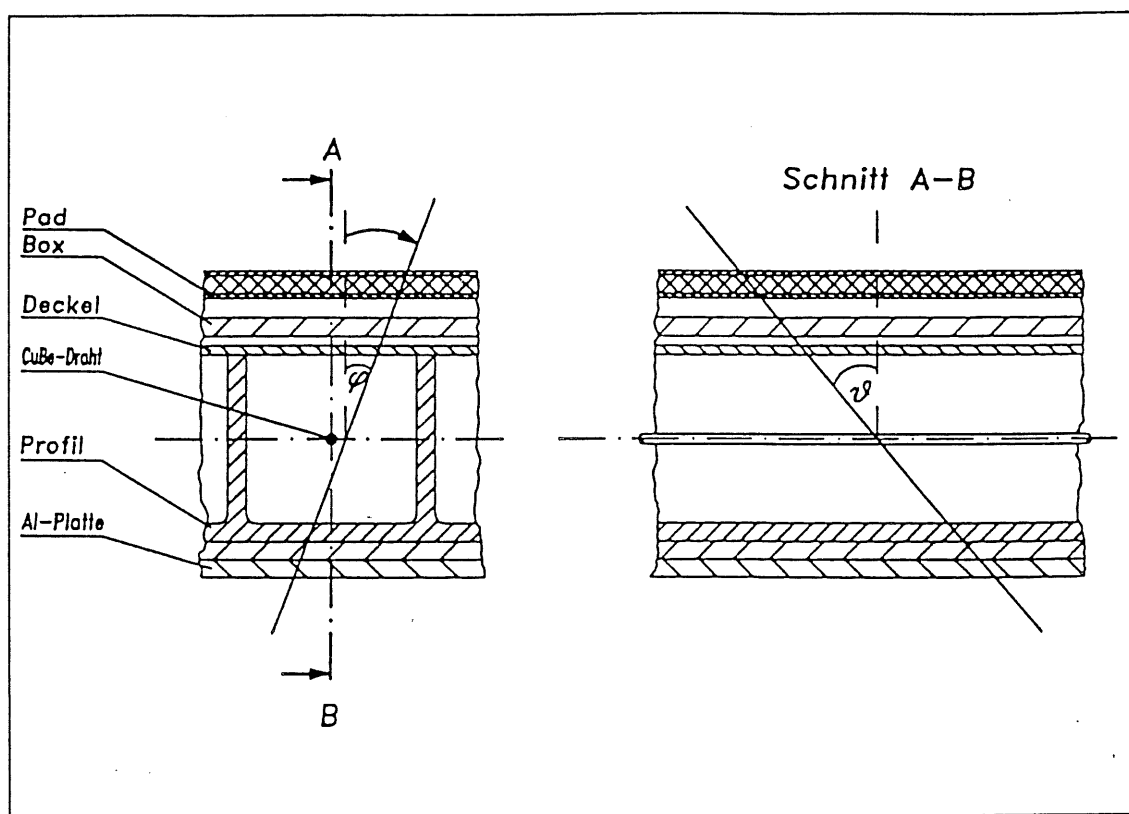


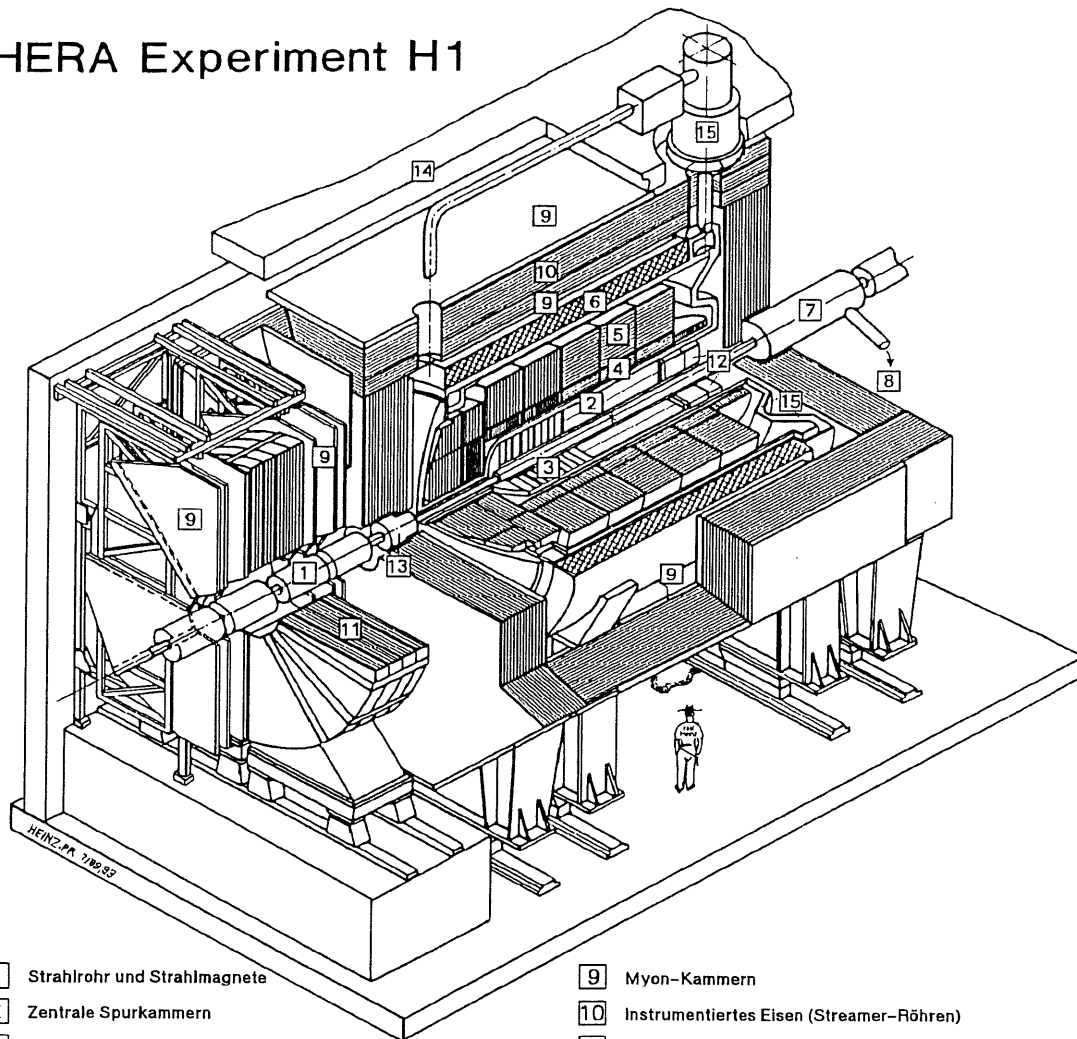
Abbildung 1.3: Definition der Winkel ϑ und φ eines Teilchendurchgangs relativ zum Draht

1.3 Aufbau und Verwendung von Streamerkammern beim H1-Detektor

Der H1-Detektor ist ein Experiment an der Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage am DESY in Hamburg. In zwei gegenläufigen Speicherringen werden Elektronen und Protonen beschleunigt und an vier Wechselwirkungsstellen zur Kollision gebracht. Abbildung 1.4 zeigt den schematischen Aufbau des H1-Detektors.

Um den Wechselwirkungspunkt sind die inneren Spurenkammer, gefolgt vom Liquid-Argon Kalorimeter aufgebaut. Diese sind umgeben von einem Eisenjoch, das zur Rückführung des magnetischen Flusses dient. Das Eisenjoch ist mit Streamerkammer instrumentiert, die zur Identifikation von Myonen und zur Bestimmung der Restenergie, die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckt, dienen. In Abbildung 1.5 ist der Aufbau der bei H1 verwendeten Streamerkammern abgebildet. Die Streamerkammern setzen sich aus Grundeinheiten von Profilen mit je 8 Zellen zusammen. Jedes Profil ist nach oben durch einen 0,5 mm dicken, graphitbeschichteten Deckel abgeschlossen. Das Innenmaß einer Zelle beträgt 9x9 mm. Jede Zelle ist durch 1 mm dicke Wände von der nächsten getrennt. Die Wände der Kammern sind ebenfalls

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|--|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale Spurkammern | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodule | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 | Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T) | 14 | Betonabschirmung |
| 7 | Kompensationsmagnet | 15 | Flüssig-Argon-Kryostat |
| 8 | Helium-Kälteanlage | | |

Abbildung 1.4: Schnittbild des H1 - Detektors

graphitbeschichtet mit einem Widerstand von etwa $10\text{k}\Omega/\square^3$. Der Deckel besitzt einen Widerstand von $1 - 10\text{M}\Omega/\square$. Ein in der Mitte gespannter Draht aus Kupfer-Beryllium mit einer Stärke von $100\ \mu\text{m}$ wird längs der Kammern in Abständen von ca. 50 cm durch 5mm breite Stege in seiner Position gehalten. Je zwei Profile sind

³quadratische, dimensionslose Einheitsfläche

zu einer gasdichten Box mit einem gemeinsamen Gasanschluß zusammengefaßt. Auf der Deckelseite der Box sind äußere Elektroden in Form von Streifen (Strips) und rechteckigen Elektroden, sogenannte Pads, aufgebracht, die das Influenzsignal aus dem Inneren der Kammer aufnehmen. Mehrere der beschriebenen Boxen bilden je-

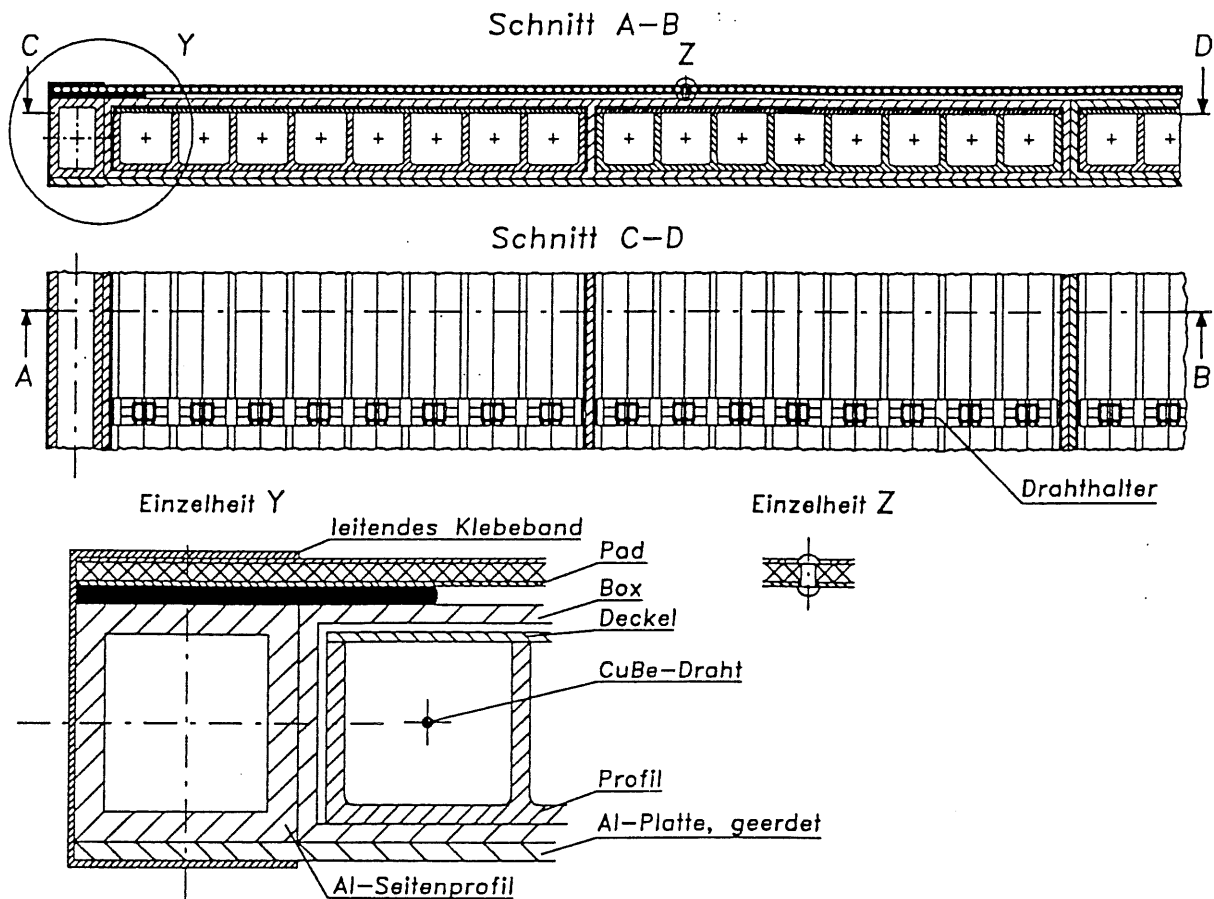


Abbildung 1.5: Aufbau der bei H1 verwendeten Streamerkammern

weils eine Ebene, die zwischen Lagen aus Eisenplatten des instrumentierten Eisens liegen. Die Drähte der Streamerkammern liegen über einem Widerstand von 270Ω auf Massenpotential und werden beim H1 Experiment nur digital ausgelesen. Zur Analyse der deponierten Energie nutzt man die Informationen der übereinander liegenden Padlagen. Genauere Spezifikationen des gesamten Detektors sind in den Veröffentlichungen von H1 nachzulesen [DESY03, DESY22].

Kapitel 2

Die Hochspannungsabhängigkeit der Streamersignals

2.1 Der Meßaufbau für die Spannungsvariation

Zur Bestimmung des Verhaltens der Streamerkammer mit unterschiedlichen Gasmischungen bei Variation der Spannung werden Hochspannungskurven mit kosmischen Myonen aufgenommen. Untersucht werden hierbei die Pulsamplituden, die in den Kammern deponierte Ladung durch Integration der gemessenen Pulse sowie die Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen Gasmischungen in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung.

2.1.1 Der mechanische Aufbau

In Abbildung 2.1 ist der Meßaufbau dargestellt, mit dem alle drei Kammergase untersucht wurden. Es wurden drei Kammern übereinander verwendet, wovon die oberen beiden durch eine Styroporschicht von 1 cm Dicke getrennt waren. Diese lagen auf einem Aluminiumgerüst, welches einen Abstand von 5 cm zur untersten, der 3. Kammerlage hatte. Es wurden 3 Kammerlagen verwendet, um bei der Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit eine Normierung durchführen zu können. Eine Koinzidenz aus drei Szintillatoren soll einen Teilchendurchgang registrieren und die Auslese starten. Hierdurch wird auch der Winkeleinfall, in dem die Teilchen registriert werden, eingeschränkt. Für den Einfallswinkel φ ist dies auf $\varphi \leq 15^\circ$ und für ϑ auf $\vartheta \leq 50^\circ$ beschränkt.

Unterhalb der untersuchten Kammern befand sich eine Schicht aus 5 cm dicken Bleiziegeln. Dies ergibt einen Schnitt im Myonenimpulse von $P_\mu > 0,2 \text{ GeV}/c$. Da zudem die Anzahl der Myonen auf Meeresniveau mit Energien größer als 1 GeV/c stark abfällt, werden im Versuch hauptsächlich minimal ionisierenden Teilchen gemessen werden. In jeder Ebene wird ein Profil mit 8 Drähten ausgelesen.

Die benutzte Hochspannung wird von einem SY127 Netzteil der Firma CAEN bereit-

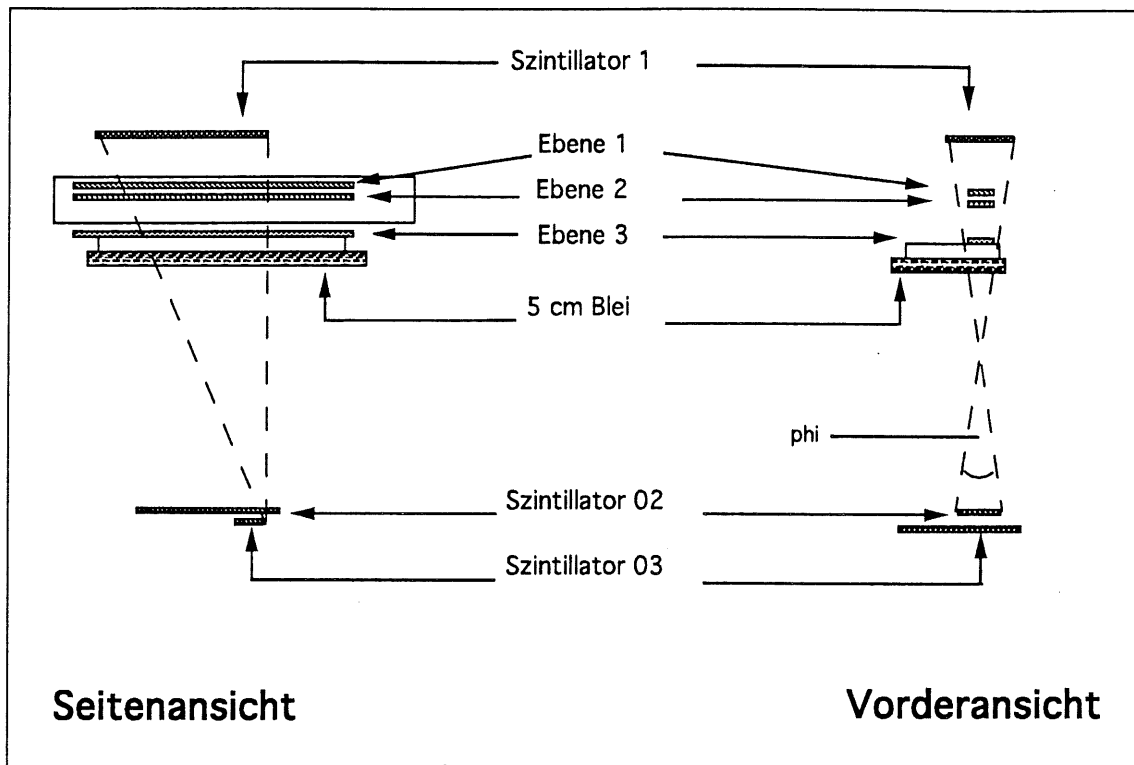


Abbildung 2.1: Meßaufbau für die Spannungsvariation bei allen Gasmischungen

gestellt. Dieses ist in der Lage, 40 Kanäle einzeln zu steuern, mit einer Genauigkeit für die Spannungswerte von $\pm 0,3\% \pm 2V$ bis maximal 6000 V und $\pm 3\% \pm 0,1\mu A$ bis maximal $200\mu A$ für den Kammerstrom. Eine einstellbare Strombegrenzung schaltet die Kanäle ab, die für eine bestimmte Dauer einen definierten Strom überschreiten. Die Grenzen waren auf 60 s bei einem Strom von $0,3\mu A$ eingestellt. Die beiden oberen Kammern wurden über einen gemeinsamen, die dritte Ebene über einen separaten Kanal angesteuert ¹.

In einer Gasmischanlage werden die verwendeten Gase vor Ort zusammengemischt. Der Gasfluß wird über Flowmeter, die eine Ablesegenauigkeit von 0,5 % zulassen, eingestellt. Zwischen den Messungen mit unterschiedlichen Gasgemischen werden die Kammern durch mehrere Volumenaustausche gespült. Dies soll ein homogenes Gasgemisch gewähren und eventuellen Verunreinigungen vorbeugen.

Es wurden Gasgemische aus Isobutan und Argon in unterschiedlichen Mischungsverhältnissen untersucht. Die folgende Auflistung gibt die benutzten Mischungen und den jeweiligen Gasfluß wieder.

¹Diese Möglichkeit wird in Kap. 3 verwendet

15% Ar + 85% iC_4H_{10}	, Gasfluß 30 l/h
25% Ar + 75% iC_4H_{10}	, Gasfluß 20 l/h
35% Ar + 65% iC_4H_{10}	, Gasfluß 29 l/h

2.1.2 Die Triggerschaltung und Auslese

Zur Auslese der Drahtsignale wurden sogenannte Flash ADC's² (im folgenden kurz FADC's genannt) mit der Typenbezeichnung DL101 benutzt. Sie wurden speziell für das Experiment JADE in Hamburg entwickelt [FARW83]. Dies sind schnelle Analog-Digital Wandler, die eine feste Abtastrate von 100 MHz besitzen, mit einer linearen Auflösung von 6 bit. Die Eingangsempfindlichkeit beträgt 1 mV pro Digitalisierungsstufe; dies entspricht einem maximalen, ungedämpften Signal von 64 mV. Die größte, meßbare Zeit ist durch den internen Speicher begrenzt und beträgt 2,56 μ s.

Jeder Signaldraht ist mit einem FADC verbunden. Je 4 befinden sich in einem einem Modul. Sechs solcher Module werden in einem CAMAC-Überrahmen eingebaut, welches über einen CAMAC-Bus mit einem Apple MacIntosh-II Rechner verbunden ist, der die Daten auf eine Festplatte speichert. In Abbildung 2.2 ist die verwendete Triggerschaltung dargestellt.

Der Rechner veranlaßt einen FADC ein Lese-Bereit-Signal zu senden, sofern nicht gerade Daten geschrieben werden. Dieses Signal liegt über einem Diskriminator und einem Gategenerator an einem UND-Gatter. Dabei dient der Diskriminator mit fester Impulsbreite zur Unterdrückung von Rauschimpulsen. Hierurch sind zufällige Raten vernachlässigbar. Zum Nachweis eines Teilchendurchgangs wird ein Koinzidenzsignal aus den oberen und den unteren Szintillatoren benutzt.

Liegen das Koinzidenzsignal und das Bereit-Signal am UND-Gatter an, so sendet ein weiterer Gategenerator für eine Zeit von 3 μ s ein Signal, das die Auslese der in den FADC's gespeicherten Pulse erlaubt (Read-Enable). Das Read-Enable liegt dann über einem Logic-Fan-in-Fan-Out an den FADC's an, die vom MAC II ausgelesen werden. Gleichzeitig wird das Bereit-Signal negiert und unterbindet damit eine neue Datenaufnahme, bevor die Daten verarbeitet wurden.

Um nun Pulse messen zu können, deren Amplitude größer als 64mV sind, muß der Meßbereich erweitert werden. Dies kann durch eine Bedämpfung der Spannungspulse mittels eines Spannungsteilers erreicht werden. Für jeden Draht einer Ebene wird ein Dämpfungsglied mit einem Faktor 19,6 angefertigt. Das negative Drahtsignal wird durch einen Transformator in ein bipolares Signal umgewandelt, welches dann zur zeitlichen Verzögerung über 40 m twisted-pair Kabel zum FADC gesandt wird. In dessen Eingangsstufe befindet sich ein Differenzverstärker zur Unterdrückung von Störsignalen, der mit den bipolaren Eingangssignalen angesteuert wird. In Abbildung 2.3 ist eine schematische Zeichnung der Drahtauslese zu sehen.

Das digitalisierte Signal hat meistens eine Dauer, die unterhalb der maximal meßbaren Zeit von 2,56 μ s liegt. Mit Hilfe eines Algorithmus wird der Anfang und das

²AnalogDigitalConverter

Ende des Pulses sowie das Pedestal³ bestimmt und nur der Puls mit einigen Zeitscheiben vorher und nachher abgespeichert. Daraus ergibt sich eine Reduzierung der zu verarbeitenden Daten. Eine erste Datennahmeschwelle liegt aufgrund der benutzten Dämpfungsglieder bei 48 mV.

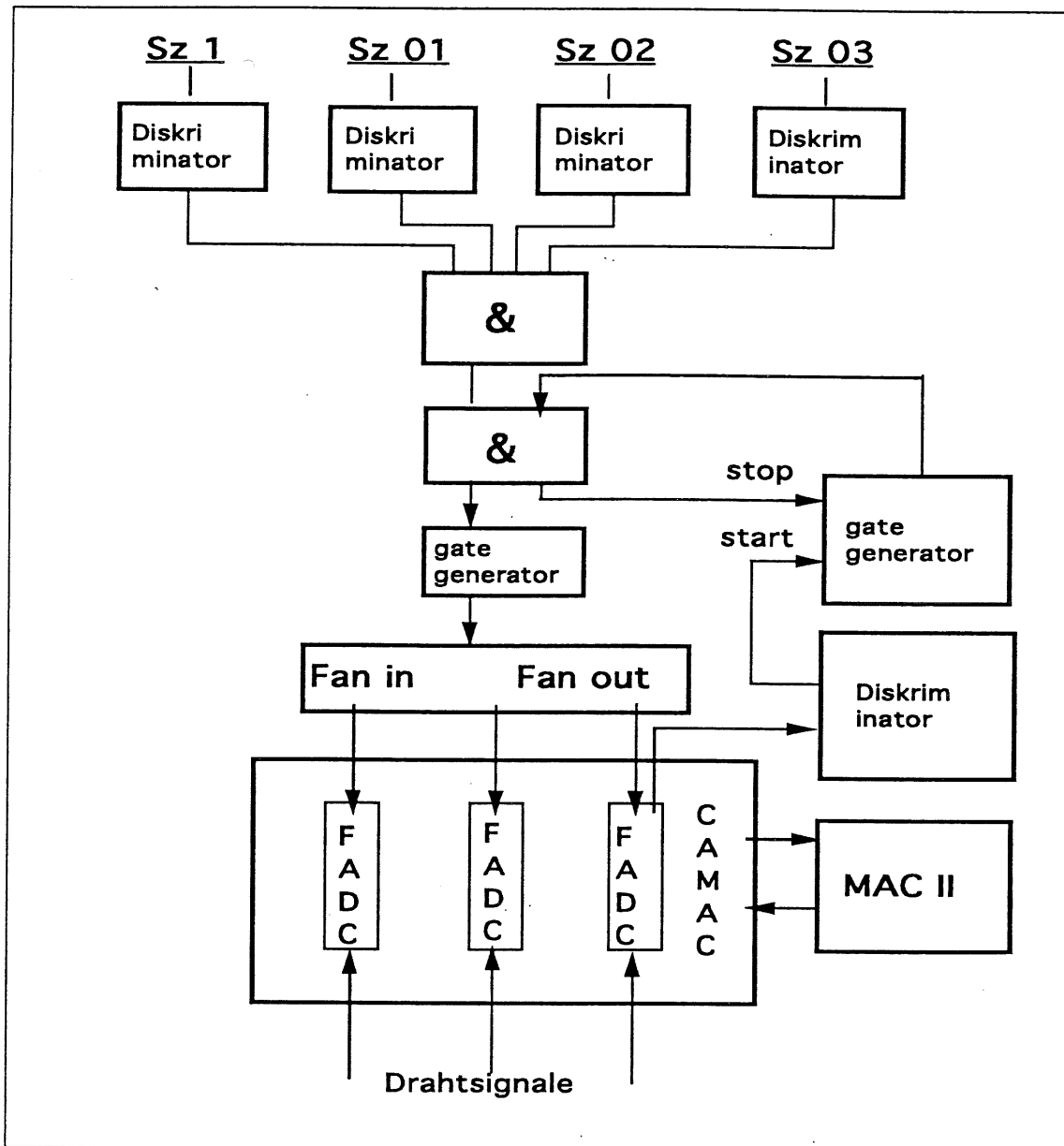


Abbildung 2.2: Die Triggerschaltung für die Spannungsvariation

³Untergrund bei der Messung; bestimmt aus den letzten, registrierten FADC-werten bei der Datenaufnahme

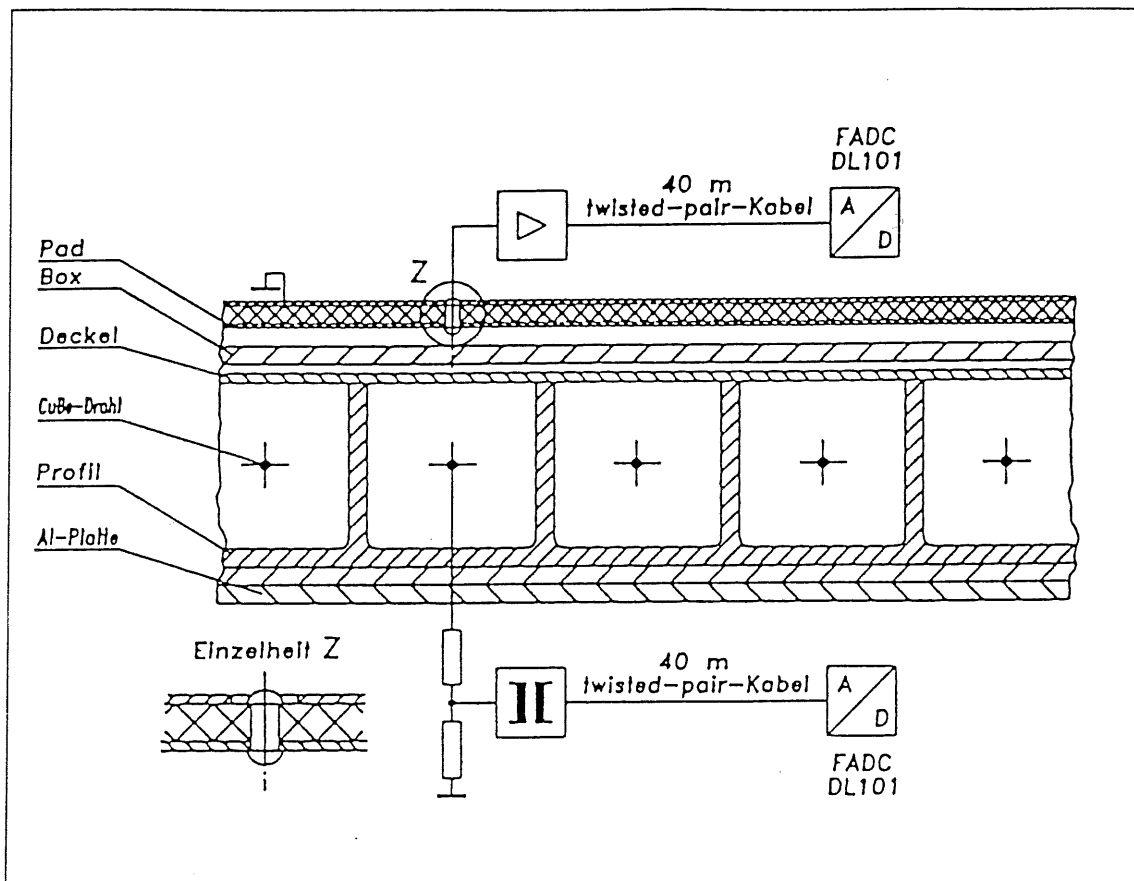


Abbildung 2.3: Die Drahtauslese bei der Spannungsvariation

2.2 Die Spannungsabhängigkeit des Kammersignals

Zur Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Streamersignals in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, werden die in Ebene 1 und 3 registrierten Ereignisse als Bezugspunkt benutzt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ wird dann in der Ebene 2 durch das Verhältnis von registrierten Ereignissen in Ebene 2 N_t zu den registrierten Ereignissen in Ebene 1 und 3 N_g ausgedrückt:

$$\epsilon = \frac{N_t}{N_g} \quad (2.1) \quad \begin{array}{l} N_t = \text{Anzahl registrierte Ereignisse in Ebene 2} \\ N_g = \text{Anzahl registrierte Ereignisse in Ebene 1 und 3} \end{array}$$

Bildet man die Anzahl der registrierten Ereignisse in Ebene 1 und 3 nur aus den 6 inneren Zellen, schließt also in diesen Ebenen einen Teilchendurchgang durch die Randdrähte aus, so gewährleistet man, daß die Ebene 2 immer durchquert wurde.

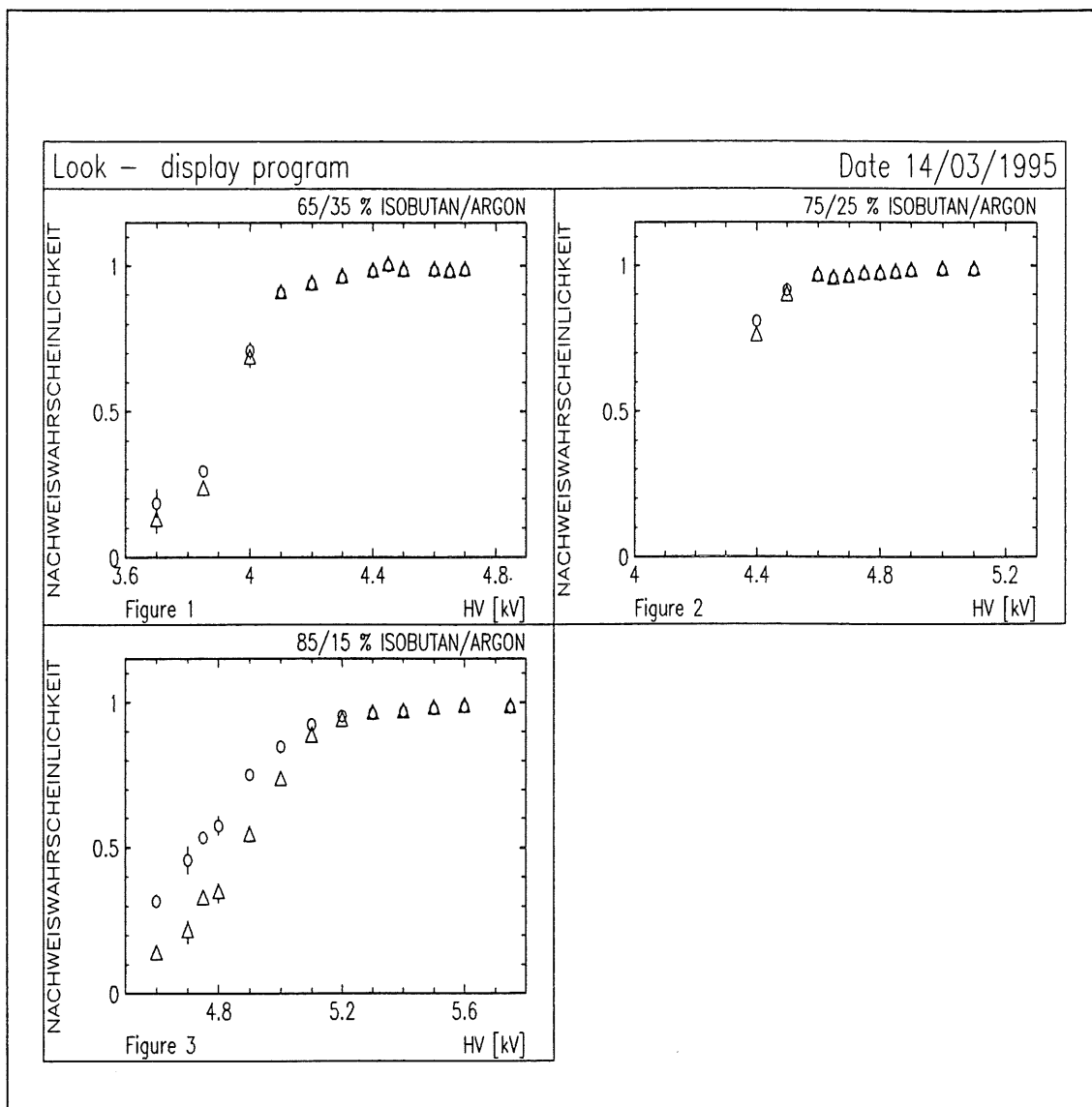


Abbildung 2.4: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kammersignals in Abhängigkeit von der Spannung für die benutzten Gasmischungen.

o kennzeichnet eine Schwelle von 50 mV, Δ kennzeichnet eine Schwelle von 100 mV.

In Abbildung 2.4 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ als Funktion der angelegten Spannung bei gewählten, unterschiedlichen Nachweisschwellen für die benutzten Gasmischungen zu sehen. Die untere Nachweisschwelle liegt bei 50 mV, die obere bei 100 mV.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kammersignals steigt mit der Hochspannung für alle Gasmischungen bis zu einem Plateauwert an. Die Länge des Plateaus ist zu höheren Spannungen hin durch Funkenbildung in den Streamerkammern begrenzt. Dies macht sich in der Aufnahme eines höheren Stromes $I \geq 0,3 \mu\text{A}$ bemerkbar.

Tritt dieser Fall ein, so trennt das Spannungsgerät den entsprechenden Kanal von der Stromversorgung ab.

Mit Erreichen des Plateaus werden die meisten Teilchen, die den aktiven Teil der Kammer durchqueren, nachgewiesen. Der Plateaubeginn verschiebt sich bei einer Gasmischung mit höherem Isobutananteil zu höheren Spannungen hin. Je höher der Isobutananteil - also der Löschgasanteil - ist, desto höher muß die angelegte Spannung sein, um das Nachweisplateau zu erreichen.

In der Abbildung der Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 2.4) erkennt man auch einen Einfluß der Nachweisschwellen für die verschiedenen Gasmischungen. Bei einem Kammergas mit 65 oder 75 % Isobutan ist der Unterschied in den Nachweisschwellen fast nicht erkennbar. Bei der 85% Isobutan/15% Argon Mischung ist dieser Einfluß deutlich sichtbar.

Eine Erklärung dafür kann bei den niedrigeren Spannungen die Anzahl der Puls mit einer geringeren Pulsamplitude an der Gesamtanzahl von registrierten Pulsen bei dieser Gasmischung sein. Hierin ist die freie Weglänge der Photonen kürzer als bei den anderen Mischungen, und die Lawinenentwicklung beginnt näher am Draht; die Folge sind Pulse mit einer geringeren Amplitude. Die gewählte Nachweisschwelle kommt dadurch stärker zum tragen als bei den anderen Kammergasen. Die Anzahl der registrierten Pulse oberhalb der Schwelle nimmt ab und die Nachweiswahrscheinlichkeit verringert sich.

In Tab. 2.1 sind der Plateaubeginn, die Länge des Nachweisplateaus und die Höhe der erreichten Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau für die benutzten Gasmischungen aufgelistet.

iC_4H_{10} / Ar	$P_{beginn}[kV]$	$P_{länge}[kV]$	$\epsilon_{Plateau}$
65 / 35 %	4,3	0,4	0,98
75 / 25 %	4,6	0,5	0,98
85 / 15 %	5,2	0,6	0,98

Tabelle 2.1: Plateaubeginn, Länge des Plateaus und erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau der benutzten Gasmischungen

Die erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau $\epsilon_{Plateau}$ liegt bei allen Gasen etwas unter 100 %. Eine geometrische Betrachtung liefert folgende mögliche Erklärung (siehe Abb. 2.5).

Eine Zelle der Kammer besitzt einen Querschnitt von 9x9 mm mit Wänden von 1 mm Dicke. Es liegen 3 Kammern übereinander und zwischen den oberen beiden und der untersten, 3. Ebene ist noch ein Zwischenraum von ca. 5 cm. Verschiebt sich beispielsweise die oberste Kammer zur mittleren um die Dicke einer Wandstärke, so

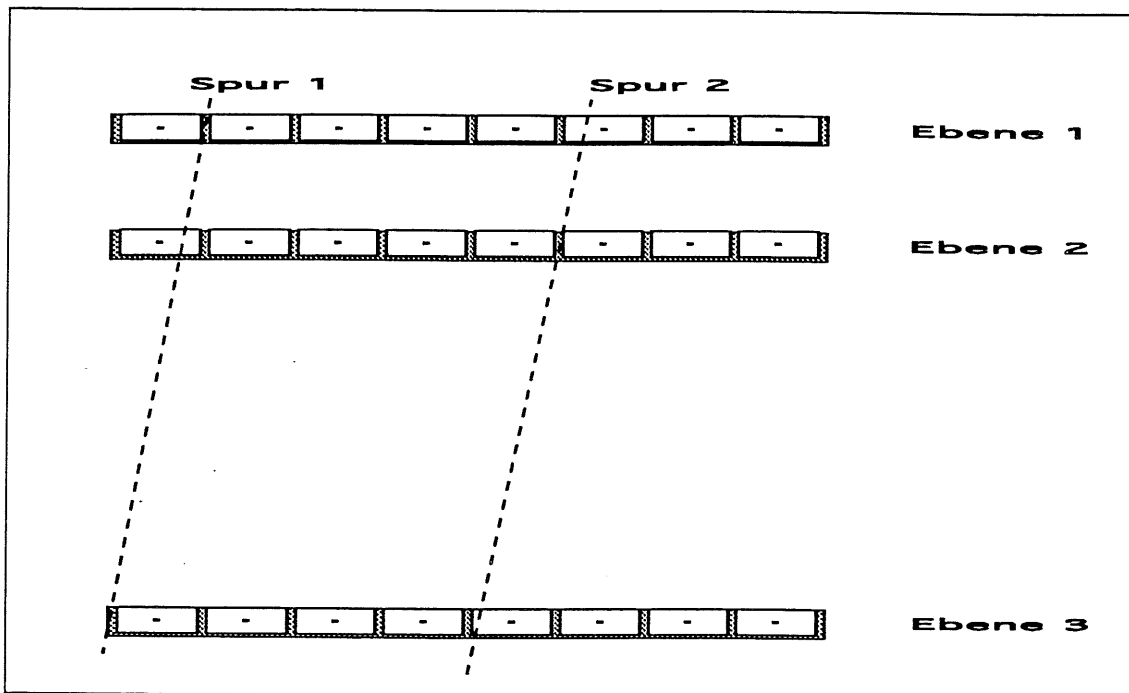


Abbildung 2.5: Schnitt durch den Kammeraufbau mit möglichen Spuren

ist es möglich, dass ein Teilchen ein Signal an einem Draht in der einen Ebene hinterläßt, in der anderen aber die Wand trifft.

In Abbildung 2.5 ist durch die Spur 2 der Fall dargestellt, daß ein Teilchen Energie in den Ebenen 1 und 3 deponiert, in der 2. Ebene aber die Wand trifft. Wäre die mittlere Ebene um eine Wandbreite verschoben, so würde auch in der 2. Ebene ein Signal registriert werden. Diese Betrachtungen gelten für je zwei zu vergleichende Ebenen. Die Spur 1 würde nicht zur Analyse herangezogen werden, da durch den erwähnten Schnitt auf die 6 inneren Zellen diese Spur ausgeschlossen werden würde.

Ein anderer Aspekt ist die Lage der Profile innerhalb der Gasboxen. Die Aufbauten der Gasboxen sind innerhalb eines Toleranzbereiches gefertigt.

Diese Effekte können in ihrer Summe bis zu maximal 10% Verlust in der Nachweiswahrscheinlichkeit ausmachen.

Das unterschiedliche Ansprechen auf die Änderung der Hochspannung in den verschiedenen Gasmischungen läßt sich auch in den mittleren Pulsamplituden als Funktion der Hochspannung erkennen. Abbildung 2.6 zeigt diese mittlere Pulsamplituden für die drei Gasmischungen bei einem Drahtabschlußwiderstand von 260Ω .

Es ist zu erkennen, daß ein geringerer Isobutananteil in der Gasmischung eine größere Amplitudenänderung bei steigender Spannung und eine höhere mittlere Pulsamplitude zur Folge hat. Die mittlere Pulsamplitude erreicht bei geringen Spannungen für das 85/15 Isobutan/Argon Gasgemisch Pulswerte um 100 mV, dort wo auch die obere, gewählte Nachweisschwelle liegt. Daher ist auch der Einfluß der Nachweisschwellen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Spannungen in der Gasmischung mit höherem Isobutananteil stärker ausgeprägt.

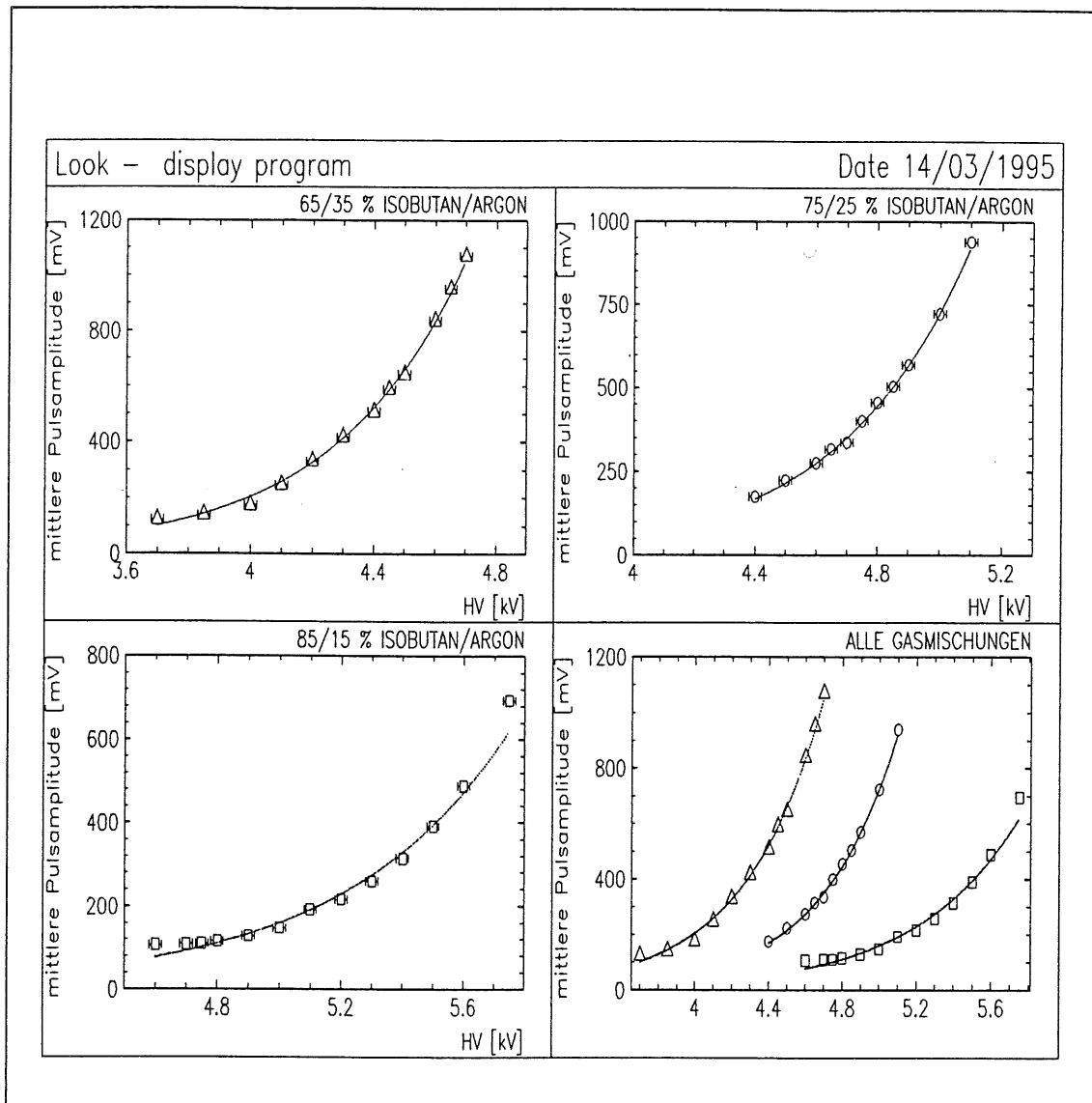


Abbildung 2.6: Die mittlere Pulsamplitude als Funktion der Spannung für die benutzten Gasmischungen

Aus den Signalpulsen erhält man durch Integration der Amplituden über die Zeit die *Ladung* des Drahtsignals. Sie berechnet sich nach

$$Q = \frac{\Delta t \cdot K}{R_{ab}} \sum (h_i - h_{ped}) \quad (2.2)$$

mit

- h_i : Wert der i-ten Digitalisierung
- h_{ped} : Höhe des FADC-Pedestals
- Δt : 10 ns

K : Kalibrationskonstanten
 R_{ab} : Abschlußwiderstand 260 Ω

Die Ladungsverteilungen haben teilweise sehr lange Auslaufzeiten für große Ladungswerte. Um diesen Einfluß auf die Mittelwertbildung zu reduzieren, wurde ein Schnitt bei $Q = \langle Q_0 \rangle + 3\sigma_0$ eingeführt. $\langle Q_0 \rangle$ und σ_0 sind Mittelwert und Sigma eines Gaußfits der Gesamtverteilung.

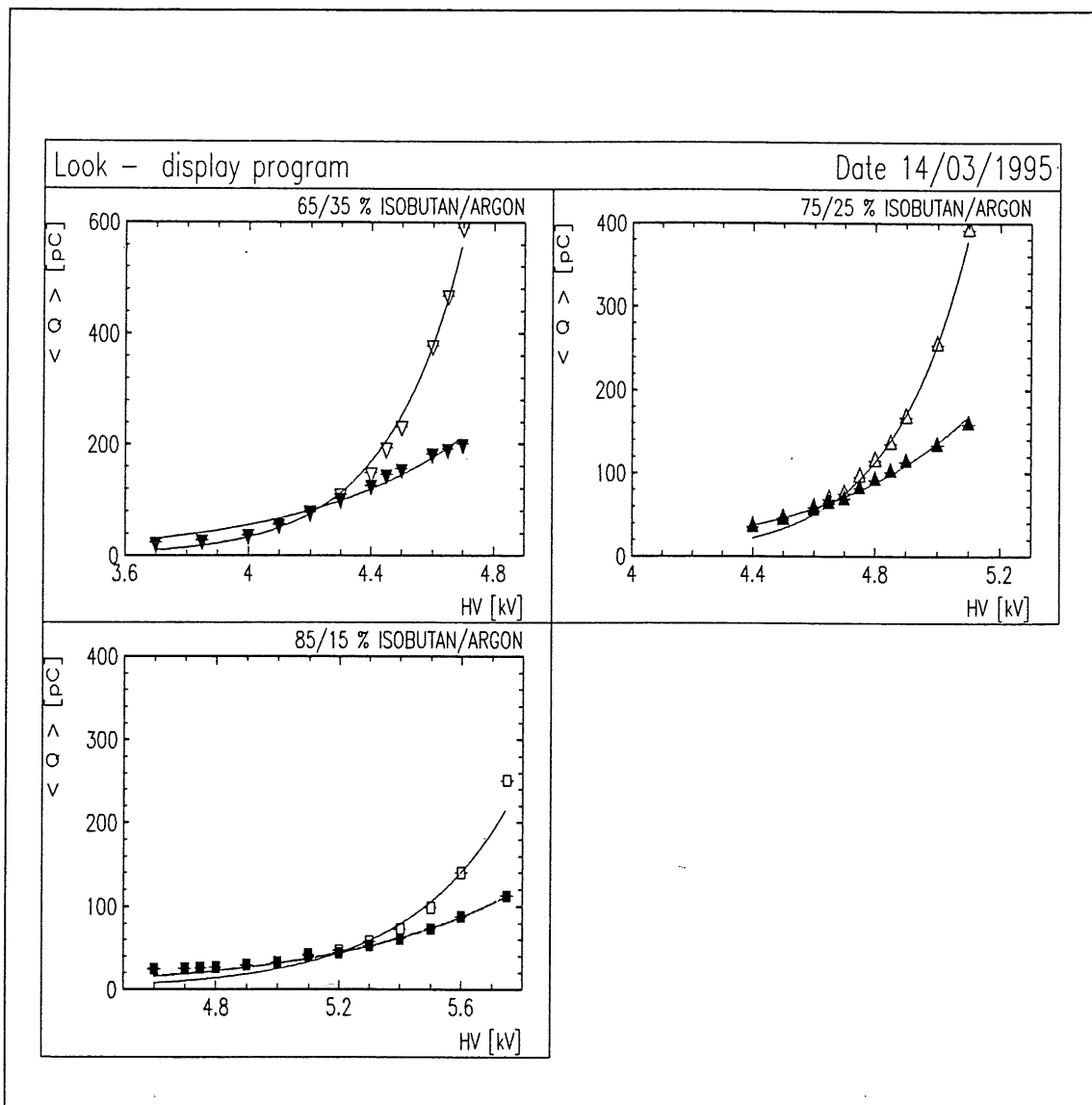


Abbildung 2.7: Die mittlere Ladung als Funktion der angelegten Spannung für alle Gasmischungen. Leere Symbole kennzeichnen alle Ereignisse; gefüllte Symbole Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal

Das digitalisierte Signal kann auf die Anzahl der Pulse untersucht werden, die ein Teilchendurchgang in der Kammer hinterläßt (siehe Abb. 2.9). Daraus läßt sich eine

Differenzierung der registrierten Ereignissen in ihre Gesamtmenge und solchen mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal vornehmen.

In Abbildung 2.7 ist die mittlere Ladung als Funktion der Spannung für alle Ereignisse und solche mit nur einem gefundenen Puls pro Ereigniss abgebildet.

Man stellt fest, das die Ladungsmittelwerte bei Gasmischungen mit einem höheren Isobutananteil bei gleicher Spannung geringer sind als bei den anderen Mischungen. Dies gilt sowohl für die Mittelwerte über alle Ereignisse als auch für diejenigen über nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal. In den verschiedenen Gasmischungen ist bei hohen Spannungen die über alle Ereignisse gemittelte Ladung deutlich höher, als die über die Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal.

An die Daten kann die folgende Funktion angepaßt werden:

$$Q = Q_0 \cdot e^{k_U(U - U_0)} \quad (2.3)$$

$$k_U = \frac{dQ}{Q \cdot dU} \quad (2.4)$$

Der Parameter k_U beschreibt dann die relative Ladungsänderung in Abhängigkeit von der Spannung. Die Funktion wurde für die Spannungswerte, ab der sich die Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau befindet, angepaßt.

iC_4H_{10} / Ar	$U_0[kV]$	$k_U[\frac{1}{kV}]$	$\langle Q_0 \rangle [pC]$	Anzahl Pulse
65 / 35 %	4,5	$4,0 \pm 0,02$	$253,2 \pm 0,7$	alle
		$1,9 \pm 0,02$	$145,1 \pm 0,4$	einfach
75 / 25 %	4,85	$4,1 \pm 0,02$	$138,7 \pm 0,4$	alle
		$2,2 \pm 0,02$	$98,2 \pm 0,3$	einfach
85 / 15 %	5,4	$2,9 \pm 0,02$	$79,0 \pm 0,3$	alle
		$1,7 \pm 0,02$	$62,1 \pm 0,2$	einfach

Tabelle 2.2: Vergleich des Parameters k_U für Einfach- und Mehrfachpulse

In Tabelle 2.2 ist k_U und die mittlere Ladung Q_0 für die verschiedenen Gasmischungen für alle Ereignisse und solche mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal aufgelistet. Die Werte unterhalb des Plateaubeginns lassen sich teilweise nicht durch die Kurve beschreiben.

Eine mögliche Erklärung sind die Proportionalpulse die bei geringen Spannungen vermehrt in den Daten enthalten sind. Diese besitzen eine geringere Pulshöhe und damit auch eine kleinere Ladung. Bei diesen Spannungen ist eine Trennung zwischen Proportional- und Streamerpulsen nicht mehr möglich. Der Einfluß der Datennahmeschwelle ist bei der Gasmischung 85/15% besonders groß.

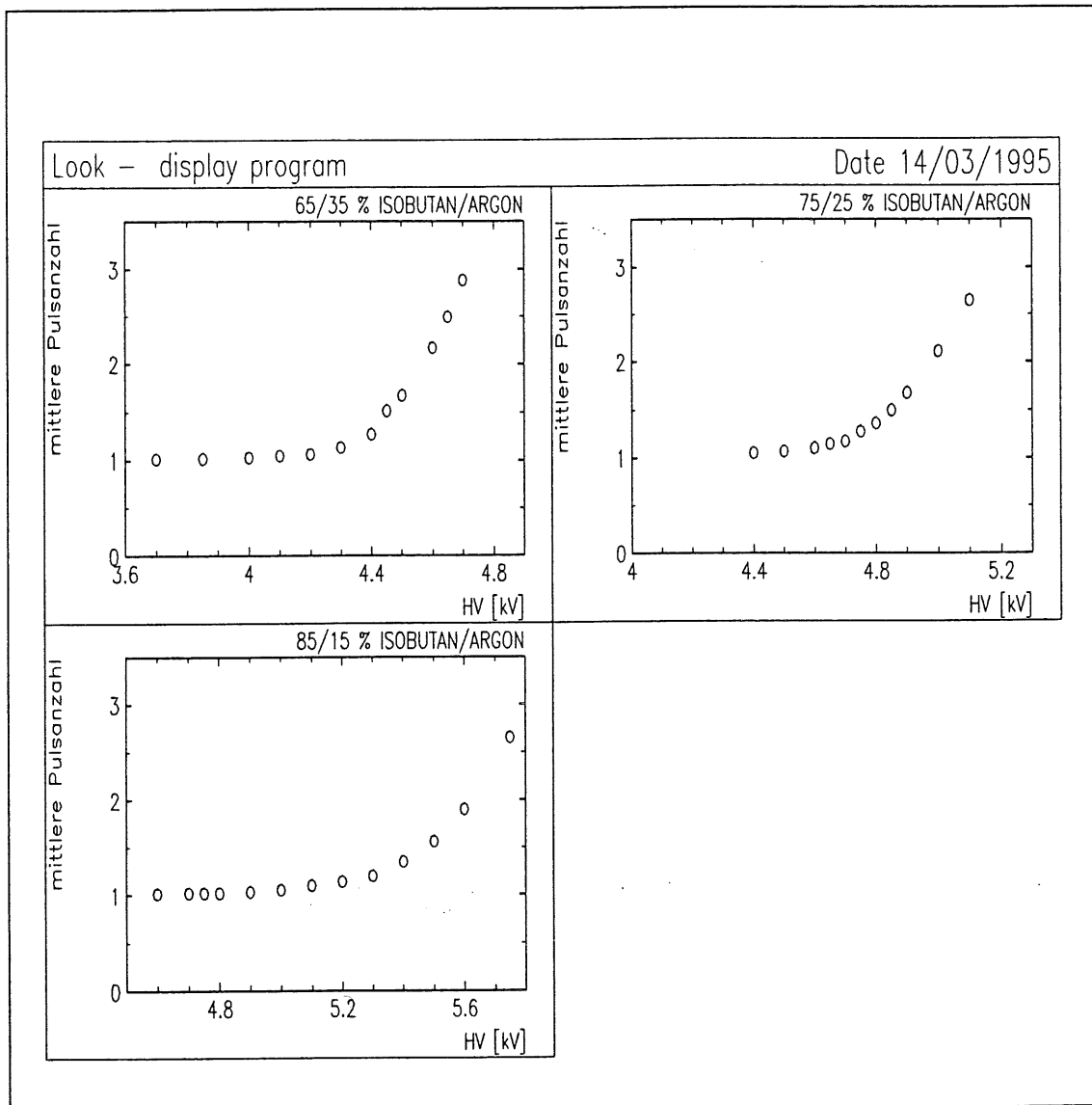


Abbildung 2.8: Die mittlere gefundene Pulsanzahl als Funktion der Spannung für alle Gasmischungen

In Abbildung 2.8 ist die mittlere gefundene Pulsanzahl in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Die Pulsanzahl wurde durch einen Algorithmus bestimmt, der auf die Flanken der An- und Abstiege der Pulse, sowie einer Differenz in FADC Stufen sensitiv war. Die Auflösung ist dabei durch den benutzten Pulsfindalgorithmus und

die Zeitauflösung der FADC's nach unten auf 20 ns begrenzt.

Die mittlere gefundene Pulsanzahl steigt mit wachsender Spannung. Das heißt, daß die Mehrfachpulse bei steigender Spannung zunehmen, was in allen Gasmischungen gut zu erkennen ist. Für die verschiedenen Kammergase ist der Verlauf der Spannungsabhängigkeit allerdings unterschiedlich. So ist die Neigung zu Mehrfachpulsen bei 65/35 % Isobutan/Argon am ausgeprägtesten. Das Auftreten von sog. Nachpulsen oder Mehrfachpulsen kann wie folgt erklärt werden.

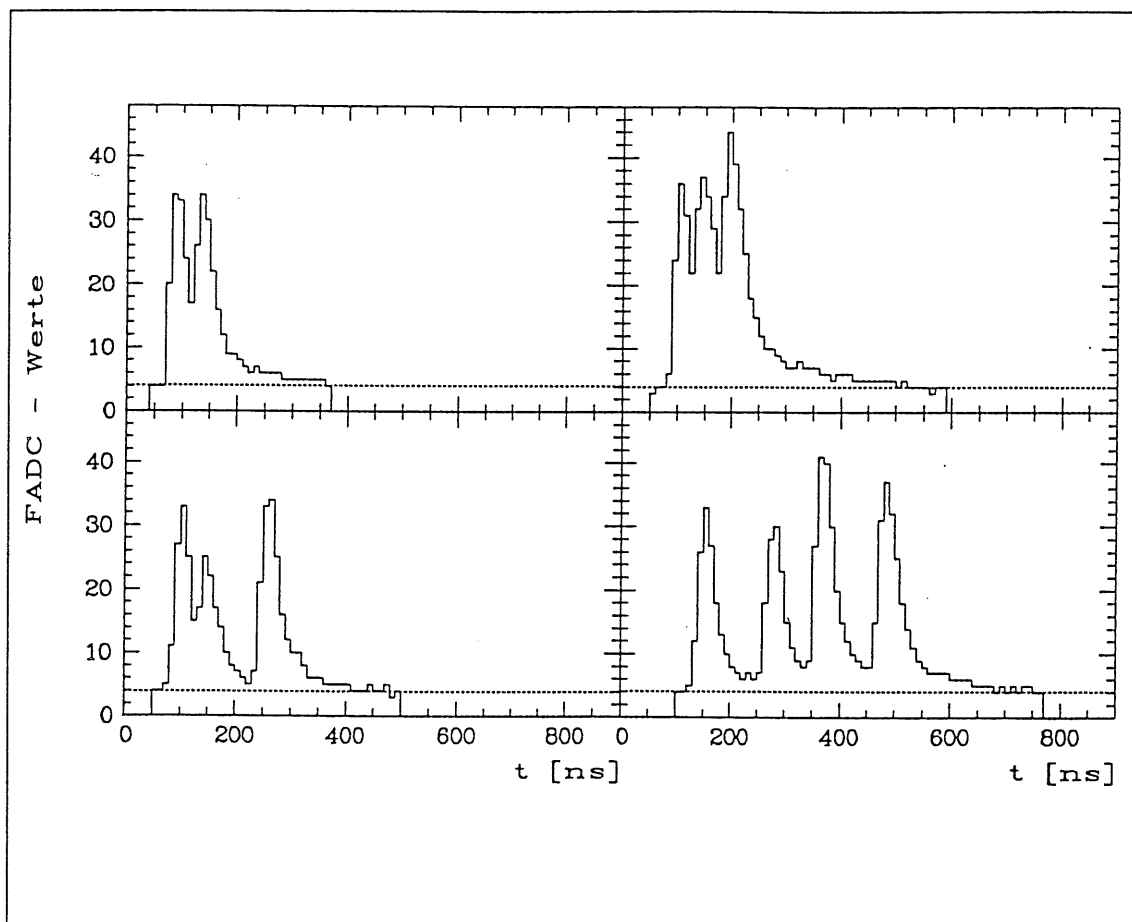


Abbildung 2.9: Beispiele von Mehrfachentladung. Dargestellt sind invertierte Pulse. Die punktierte Linie zeigt das FADC-Pedestal an [MARJ94].

Bildet sich in einer Kammer ein Streamer aus, so werden die freigesetzten Photonen isotrop verteilt und ionisieren Gasmoleküle oder Atome; in erster Linie werden die in der Nähe der Lawine erzeugten Elektronen in den entstehenden Streamer wiederaufgenommen. Teilweise erreichen die Photonen die Kathodenwände und können dort durch Photoeffekte Elektronen freisetzen, oder die Photonen ionisieren weiter entfernte Moleküle oder Atome. Die Elektronen aus diesen Prozessen erreichen den Anodendraht mit einer zeitlichen Verzögerung und können zusätzliche Streamer ausbilden [ATAM82]. In Abbildung 2.9 ist ein Beispiel einer Mehrfachentladung zu

sehen. Trägt man die FADC Werte gegen die Zeit auf, so erkennt man mehrere klar getrennte Pulse.

Die zeitliche Verzögerung zwischen dem ersten und den nachfolgenden Pulsen ist hierin deutlich zu erkennen. Es können dabei nicht nur ein sondern auch mehrere Nachpulse zu einem primären Puls entstehen.

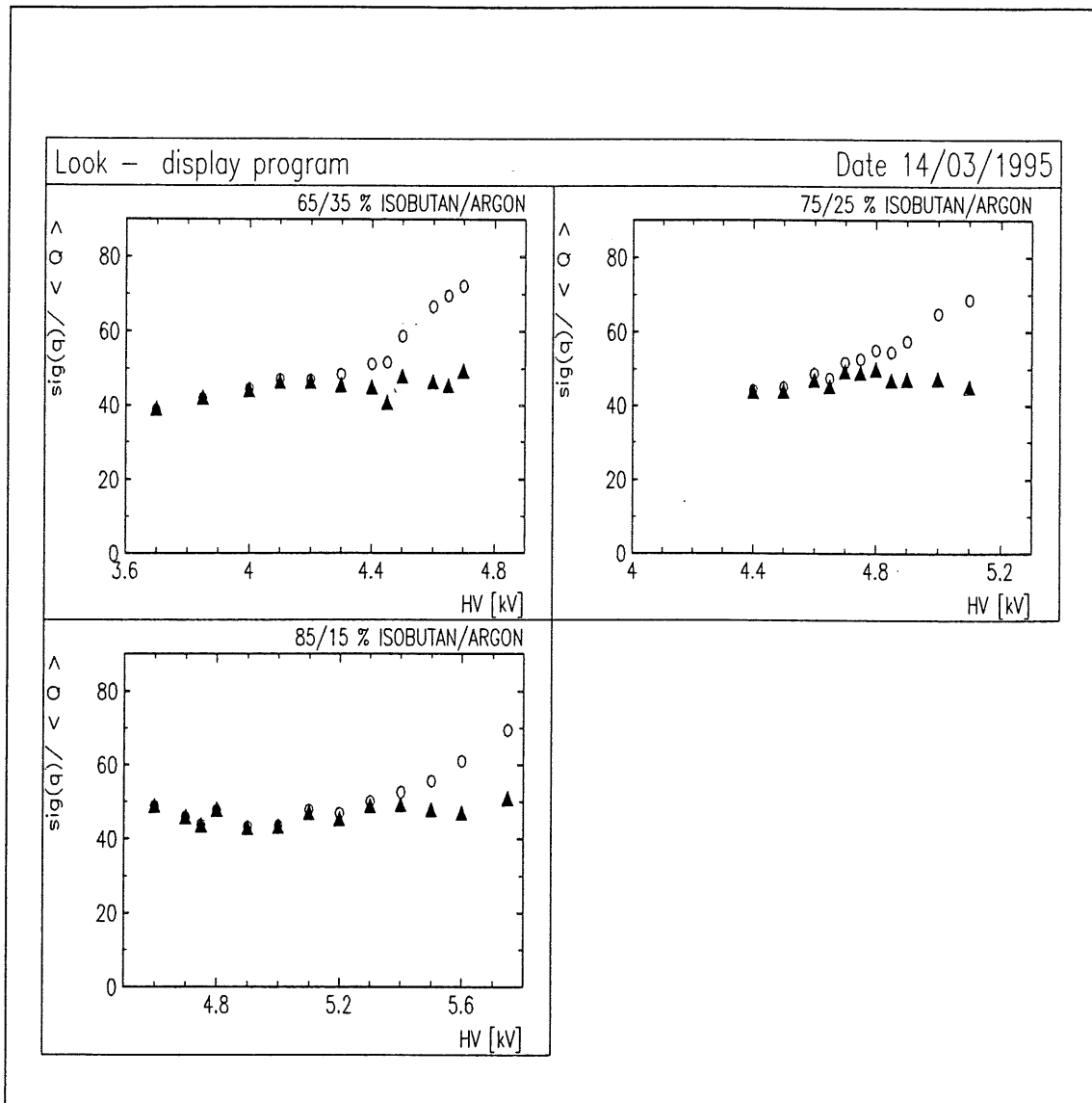


Abbildung 2.10: Die relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die leeren Symbole stellen den Verlauf für alle Ereignisse, die gefüllten den Verlauf für Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls dar

Erhöht man die angelegte Spannung, so verstärkt sich das elektrische Feld. Die Lawinenentwicklung beginnt weiter entfernt vom Anodendraht (siehe Abb. 1.1). Der

entstehende Streamer ist länger als bei geringerer Spannung und deponiert mehr Ladung in der Streamerkammer. Dies gilt sowohl für Ereignisse mit nur einem gefundenen Puls pro Drahtsignal, als auch für die Mehrfachpulse (siehe Abb. 2.7).

Die Häufigkeit der verzögert entstehenden Streamer nimmt auch mit steigender Spannung zu (siehe Abb. 2.8). Der starke Anstieg in der mittleren Ladung ist daher hauptsächlich auf den Beitrag durch die Mehrfachpulse zurückzuführen.

Bildet man $\sigma(Q)/\langle Q \rangle$ so erhält man ein Maß für die Auflösung. In Abbildung 2.10 erkennt man, dass sie sich mit steigender Spannung für die mittlere Ladung aller Ereignisse verschlechtert. Die Verschlechterung der Ladungsauflösung ist mit der Zunahme der mittleren gefundenen Pulsanzahl pro Drahtsignal verbunden (siehe Abb. 2.8). Da nicht bei allen Streamerladungen auch Mehrfachpulse erzeugt werden gibt es hierdurch zusätzliche statistische Schwankungen. Die Ladungsverteilung verbreitert sich und man erhält eine schlechtere Auflösung.

Kapitel 3

Die Winkelabhängigkeit des Streamersignals

Die Entwicklung eines Streamers ist neben der angelegten Spannung und benutzten Gasmischung auch vom Winkel ϑ abhängig, unter dem ein Teilchen eine Spur in der Streamerkammer hinterläßt. Dies läßt sich in Abbildung 3.1 gut erkennen. Die Ladungsverteilung verbreitert sich mit zunehmendem Einfallswinkel ϑ .

Hier soll auf diesen Einfluß bei unterschiedlichen Gasmischungen und zwei Hochspannungswerten eingegangen werden.

3.1 Der Meßaufbau

Für die Winkelmessungen wurde der Aufbau aus der Spannungsvariation dahingehend erweitert, das die Anzahl der Szintillatoren, die sich oberhalb der Kammern befinden, auf insgesamt 6 erhöht wurde. Diese wurden so positioniert, das sie vertikal zur Drahrichtung stehen, und zueinander einem Winkelunterschied von 5° , bezogen auf den unteren Szintillator, für einen Teilchendurchgang entsprechen (siehe Abb. 3.2). Die Ausnahme bildete der letzte Szintillator dessen Winkelunterschied zum vorgehenden $+10^\circ$ beträgt. Die somit überdeckten Winkel sind:

$$\vartheta_1 = 0^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_2 = 5^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_3 = 10^\circ \pm 2,9^\circ$$

$$\vartheta_4 = 15^\circ \pm 2,7^\circ, \quad \vartheta_5 = 20^\circ \pm 2,7^\circ, \quad \vartheta_6 = 30^\circ \pm 2,5^\circ$$

Da der Einfall der kosmischen Myonen der Verteilung

$$I \sim \cos^2 \vartheta \quad I = \text{Intensität}$$

unterliegt, nimmt die Intensität bei steigendem Winkel ϑ mit \cos^2 ab. Um bei diesem Aufbau Messungen in Winkeln durchzuführen, die größer als 30° sind, ist es

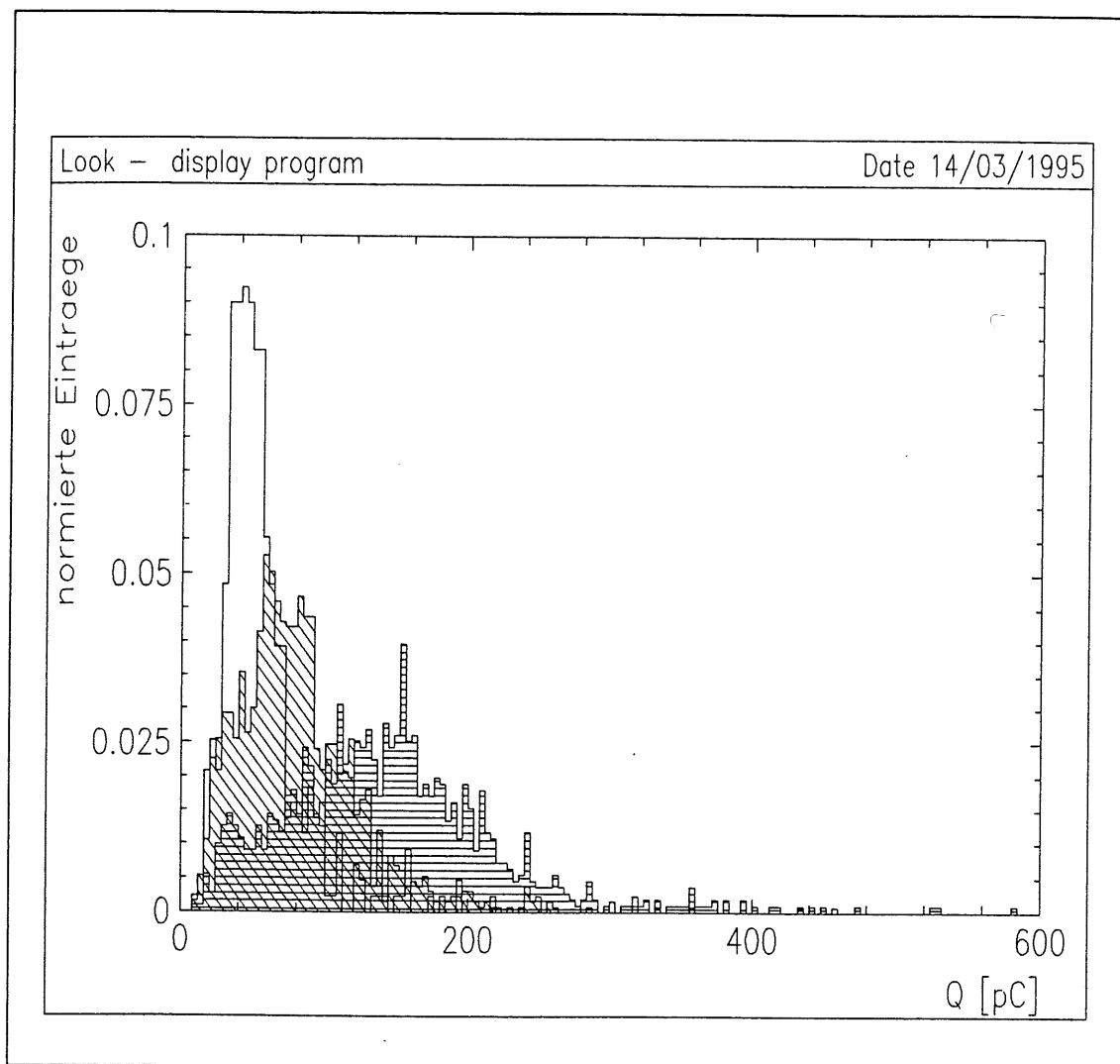


Abbildung 3.1: Häufigkeitsverteilung der Drahtladung bei unterschiedlichen Winkel ϑ für $\vartheta=0^\circ$, $\vartheta=35^\circ$ (rechts schraffiert) und $\vartheta=50^\circ$ (horizontal schraffiert)

notwendig die Meßzeiten entsprechend zu erhöhen. Bei gleichem Versuchsaufbau der Kammern erhält man dann eine entsprechende Statistik wie bei senkrechtem Einfall.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Streamerkammern nicht waagrecht aufzustellen, sondern sie um einen Winkel α zur Horizontalen zu drehen, und dadurch den Winkel ϑ zwischen Teilchendurchgang und Anodendraht zu vergrößern. Dann quert ein senkrecht zur Horizontalen einfallendes Teilchen die gedrehten Kammern im Winkel $\vartheta^{Ebene1,Ebene2}(\alpha) = \vartheta^{1,2}(\alpha) = \alpha$. Die beiden oberen Kammern sind auf einem drehbaren Gerüst aufgebaut und werden zusammen in den Winkel $\alpha = 45^\circ$ und $\alpha = 60^\circ$ zur Horizontalen eingerichtet.

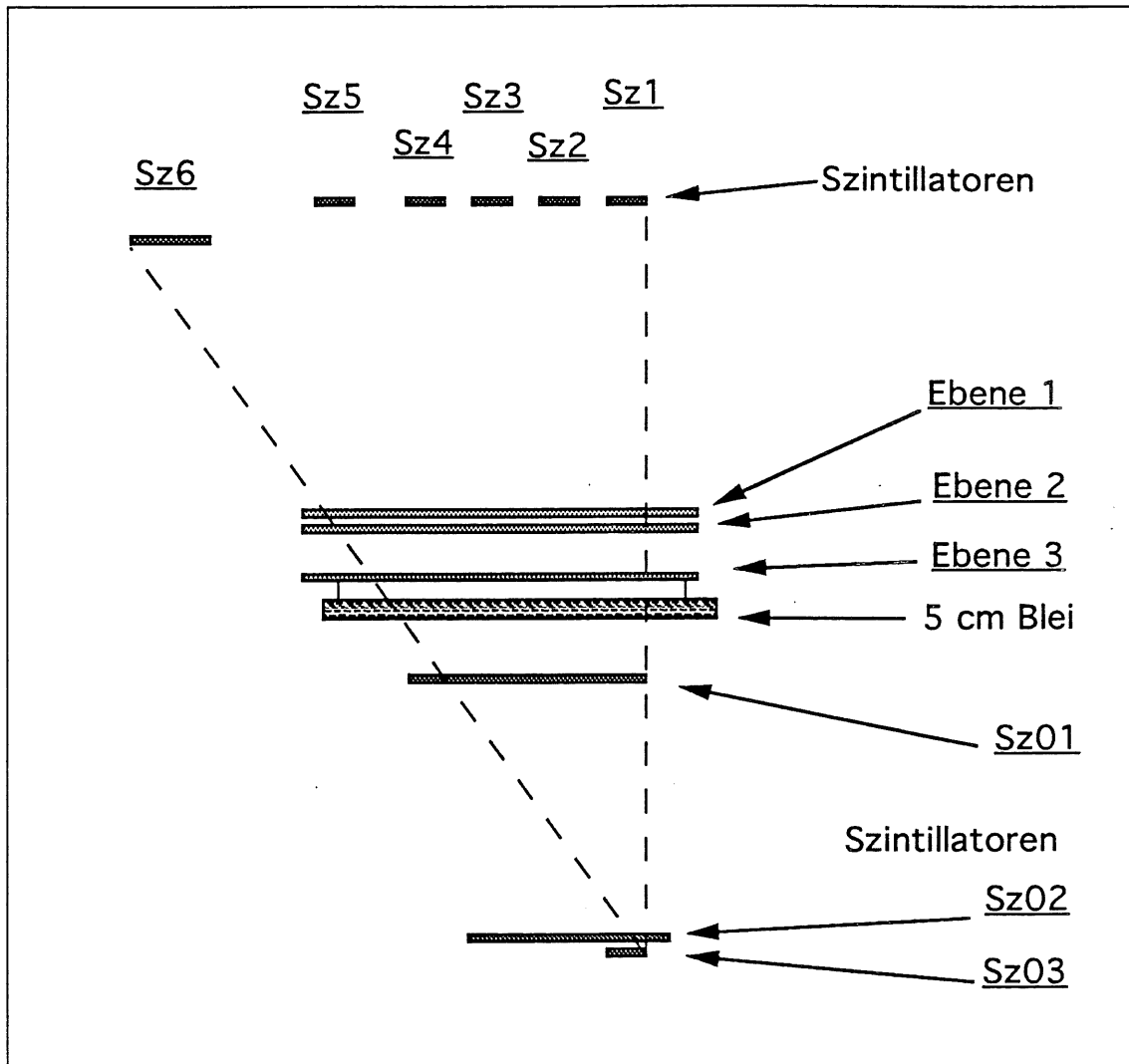


Abbildung 3.2: Meßaufbau für einfache Winkelvariation

Durch die Drehung der oberen Kammern schwenken diese aus dem Bereich des Szintillators, der einen Teilchendurchgang bei 0 Grad registrieren soll. Daher werden die oberen Kammern nicht nur gedreht, sondern auch in Richtung des Szintillators $S_z 1$ verschoben. Die oberen Szintillatoren behalten auch bei den gedrehten Kammern so ihre Positionen.

Die Teilchen, die von den Szintillatoren in den höheren Winkeln registriert werden, durchdringen teilweise nicht mehr den aktiven Teil der Streamerkammern. Dies ist vom Drehwinkel α und der damit verbundenen Verschiebung der Kammern abhängig. Die Daten, die zu diesen Szintillatoren gehören, werden für die entsprechende Analyse ausgeschlossen.

Als zusätzliche Winkel für die oberen Kammern erhält man somit

$$\vartheta_7 = 25^\circ \pm 2,5^\circ, \quad \vartheta_8 = 35^\circ \pm 2,7^\circ, \quad \vartheta_9 = 40^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_{10} = 45^\circ \pm 2,9^\circ$$

$$\vartheta_{11} = 50^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_{12} = 55^\circ \pm 2,9^\circ, \quad \vartheta_{13} = 60^\circ \pm 2,9^\circ$$

Der Aufbau der beiden neuen Winkelstellungen ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Um das Queren eines Teilchens durch einen der oberen Szintillatoren zu bestimmen, wurde die Triggerschaltung und die Auslese modifiziert. Diese Modifikation ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Zur Identifizierung welcher der oberen Szintillatoren angesprochen hat, wird ein TDC (Time to Digital Converter) benutzt. Das Koinzidenzsignal aus den oberen und den unteren Szintillatoren mit dem Bereit-Signal (siehe Kap.1.1.1) startet den TDC, mit dem pro Kanal jeweils eine Koinzidenz aus einem oberen Szintillator mit der Koinzidenz aus den unteren Szintillatoren Sz 01-03 verbunden ist.

Der TDC beginnt nun für alle Kanäle die Zeit zu messen, bis entweder ein Stoppsignal gesetzt wird oder alle Kanäle in den Überlauf gelangen. Durchdringt ein Teilchen einen der oberen Szintillatoren, so wird durch diesen ein Stoppsignal, das durch 40m Kabel verzögert wird, für den entsprechenden TDC Kanal gesetzt. In den anderen Kanälen wird die Zeit weitergezählt und gelangt schließlich in den Überlauf.

Wird bei einem Ereignis mehr als ein Kanal gestoppt (etwa durch Teilchenschauer), so wird dieses Ereignis von der Analyse ausgeschlossen. Die Zeitinformation des TDC's wird hier also nicht genutzt, sondern nur die Aussage, in welchem Kanal, also durch welchen Szintillator, die Zeit gestoppt wird und nicht in den Überlauf gerät.

Damit erhält man den oberen Szintillator des Teilchendurchganges und daraus eine Winkelinformation für den Winkel ϑ zur Horizontalen. Ist $\alpha \neq 0$ so ist $\vartheta^{1,2} \neq \vartheta$ und muß entsprechend umgerechnet werden.

3.2 Die Winkelabhängigkeit der Streamerladung

Das Bestreben ist es, die Winkelabhängigkeit des Kammersignals für die verschiedenen Gasmischungen bei zwei Hochspannungswerten zu untersuchen. Für die Meßreihen wird die folgende Reihenfolge der Variationen durchgeführt.

Unter Beibehaltung einer Gasmischung und eines Winkels α wird zunächst die Hochspannung variiert. Die nächste Messung wird mit gleicher Gasmischung und einem anderen Winkel α für die beiden Hochspannungen durchgeführt. Sind die Meßreihen für alle Werte $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ abgeschlossen, so werden die Streamerkammern ausreichend mit der nächsten Gasmischung gespült. Nach dieser Vorgehensweise wird bei allen Gasmischungen verfahren.

In Kapitel 4 wird gezeigt, daß es eine Abhängigkeit der Streamerladung vom Druck und der Temperatur des verwendeten Gasgemisches in den Streamerkammern gibt.

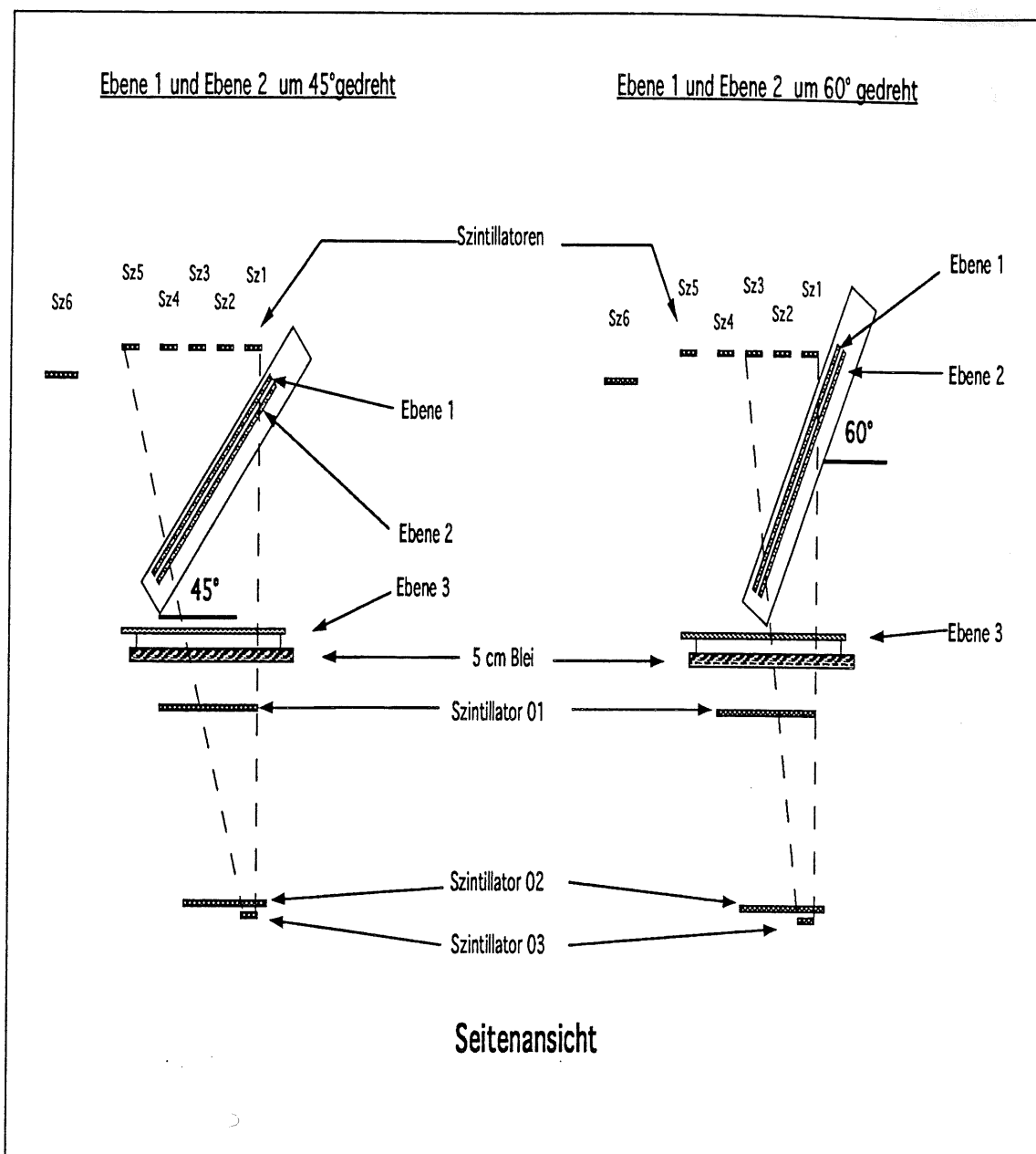


Abbildung 3.3: Meßaufbau für einfache Winkelvariation

Will man die einzelnen Meßreihen der verschiedenen α Winkelstellungen zusammenführen, so muß man die unterschiedlichen Bedingungen beachten, unter denen die Daten aufgenommen wurden. Um auftretende Variationen der äußeren Parameter Druck und Temperatur in den Meßreihen zu berücksichtigen, muß eine geeignete Normierung der Streamerladung auf ihren Wert für gerade Teilchenspuren ($\vartheta = 0^\circ$) gewählt werden.

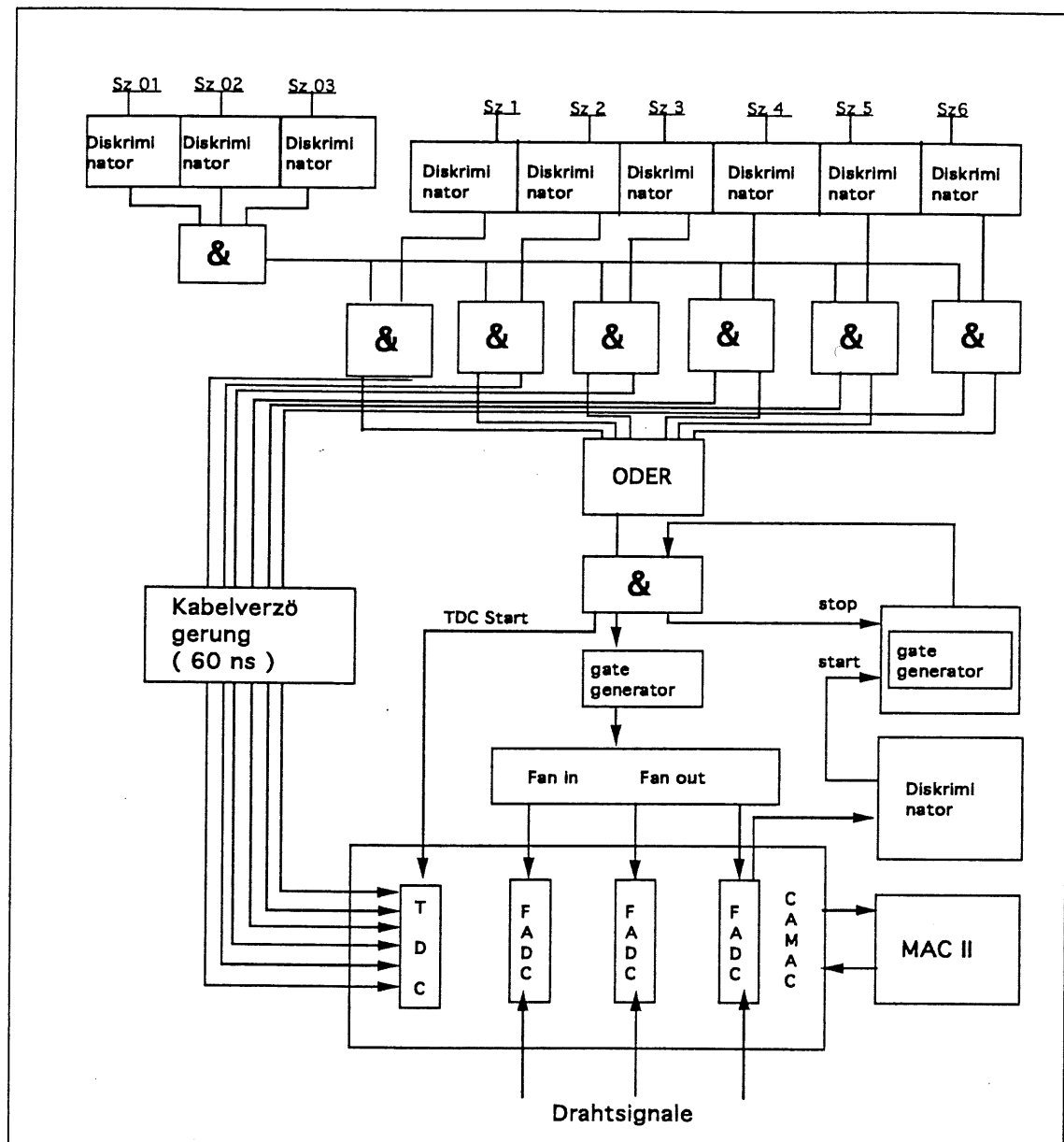


Abbildung 3.4: Meßaufbau für einfache Winkelvariation

Da bei den Messungen in den höheren Winkeln ϑ gleichzeitig keine Daten für $\vartheta = 0^\circ$ der Ebenen 1 und 2 aufgenommen werden konnten, wird die dritte, nicht gedrehte Ebene als Referenz benutzt. Aus der $\alpha = 0^\circ$ Stellung der beiden oberen Ebenen wird ein Koeffizient k_1 zwischen den Ladungen der Ebenen (1,2) und der 3. Ebene ermittelt.

Damit bestimmen sich die Ladungen für $\vartheta = 0^\circ$ durch

$$\frac{Q(\vartheta)}{Q_0} = \frac{Q_{1,2}(\vartheta, \alpha)}{Q_{1,2}(\vartheta_0, \alpha)} = \frac{Q_{1,2}(\vartheta, \alpha)}{k_1 \cdot Q_3(\vartheta_0, \alpha)} \quad (3.1)$$

$$\text{mit } k_1 = \frac{Q_{1,2}(\vartheta_0, \alpha = 0)}{Q_3(\vartheta_0, \alpha = 0)}$$

Der Einfluß des Luftdrucks und der Temperatur wird hierdurch kompensiert, weil diese durch den Korrekturfaktor k_1 auf den Luftdruck und Temperatur bei $\vartheta, \alpha = 0$ normiert werden.

Mit den Gasmischungen werden Meßreihen mit zwei verschiedenen Hochspannungswerten aufgenommen. Dabei ist die höhere so gewählt, das sie sich im Nachweisplateau befindet. Der untere Wert ist um 300 V geringer gewählt um einen eventuellen Einfluß der angelegten Spannung auf die Winkelabhängigkeit zu untersuchen. In Tabelle 3.1 sind die benutzten Hochspannungswerte aufgeführt.

$C_4H_{10}/\text{Argon}(\%)$	$U_1 [kV]$	$U_2 [kV]$
65 / 35	4,15	4,45
75 / 25	4,7	5,0
85 / 15	5,2	5,5

Tabelle 3.1: Die benutzten Arbeitspunkte für die Winkelmessungen bei verschiedenen Gasmischungen

Die Ladungsabhängigkeit vom Winkel ϑ , unter dem ein Teilchen die Streamerkammern durchquert, ist für die drei Gasmischungen bei zwei angelegten Spannungen in Abbildung 3.5 zu sehen. Man erkennt, daß die Zunahme der mittleren Ladung mit dem Winkeleinfall korreliert ist.

Für die Gasmischungen mit höherem Isobutananteil ist in Abbildung 3.5 aber auch eine Abnahme der Ladung im Winkelbereich um 10° zu erkennen, die sich bei höheren Spannungen jedoch verringert. Diese Abnahme kann bis zu 10% betragen.

In Abbildung 3.6 ist für eine Gasmischung die mittlere gefundene Pulsanzahl als Funktion von ϑ dargestellt. Die Ladungserhöhung in Abbildung 3.5 mit steigendem Winkel ϑ ist mit dem Anstieg der mittleren Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal aus Abbildung 3.6 verbunden. Eine mögliche Modellvorstellung beschreibt die Winkelabhängigkeit der Streamerladung folgendermaßen.

Die Elektronen die sich längs der Spur eines Teilchens bilden, das den Gasraum durchquert, driften im elektrischen Feld zum Anodendraht. Die Elektronen, die als erstes

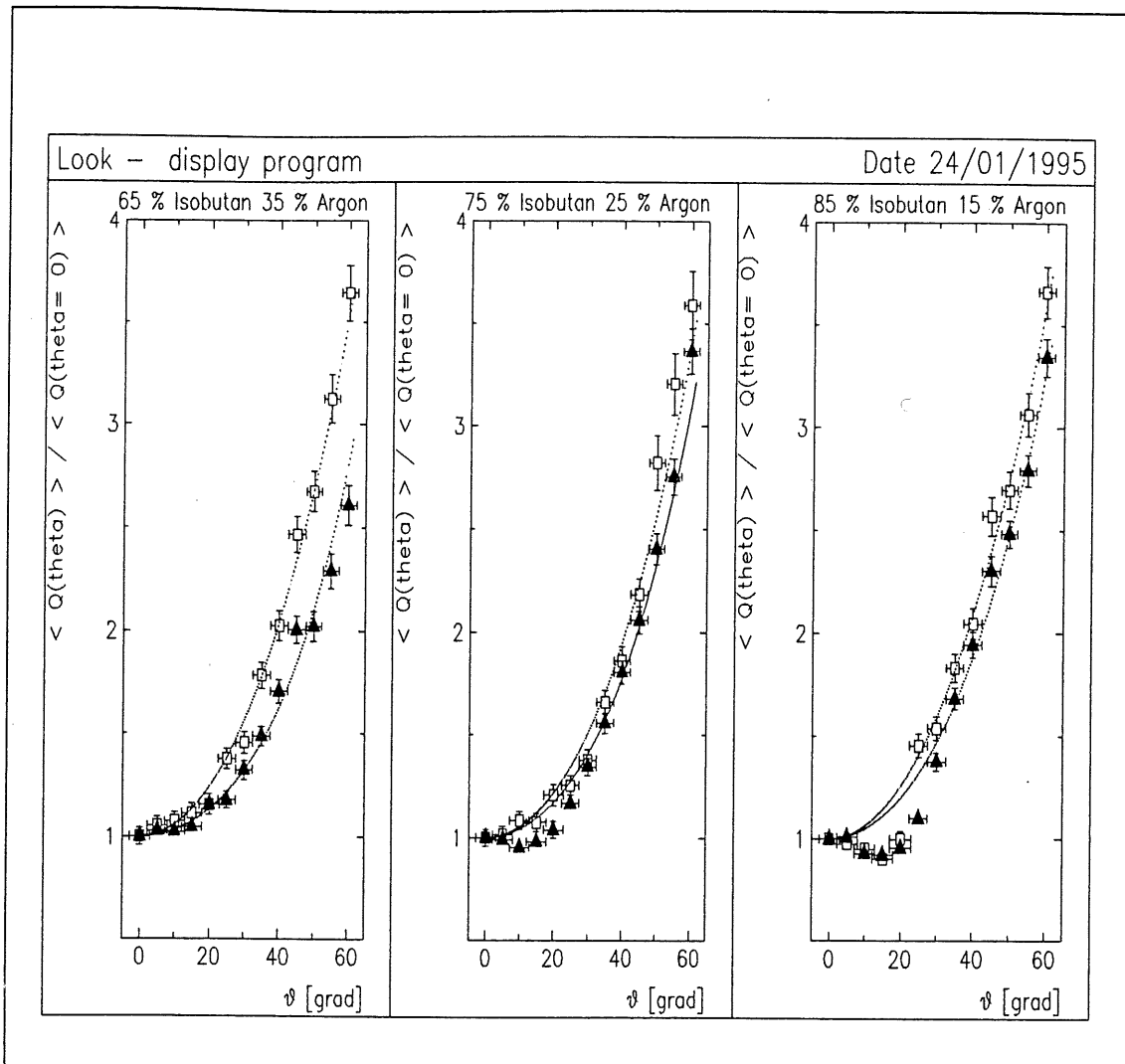


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der mittleren Drahtladung vom Spurwinkel ϑ bei 2 verschiedenen Hochspannungen. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen der Funktion 3.3 an die Meßwerte. Die gefüllten Symbole entsprechen dem Verlauf bei 4,45 kV (65%/35%), 5,0 kV (75%/25%) und 5,5 kV (85%/15%). Die leeren Symbole entsprechen dem Verlauf bei 4,15 kV (65%/35%), bei 4,7 kV (75%/25%) und bei 5,2 kV (85%/15%).

in die Feldverstärkung in der Nähe des Anodendrahtes gelangen, starten eine Lawinenverstärkung. Durch eine Ladungstrennung von Elektronen und Ionenrümpfen innerhalb der Lawine entsteht eine Raumladung, die das äußere, statische elektrische Feld in einem kleinen Bereich um den Streamer und entlang des Drahtes abschwächt. Dieser Bereich wird als *tote Zone* um den Streamer bezeichnet und ist die Ausdehnung einer lokalen Feldabschwächung durch das vom Streamer erzeugte Feld. Gelangen Elektronen in diesen Bereich, so tragen sie nur schwach oder gar nicht zur Ladungsverstärkung bei.

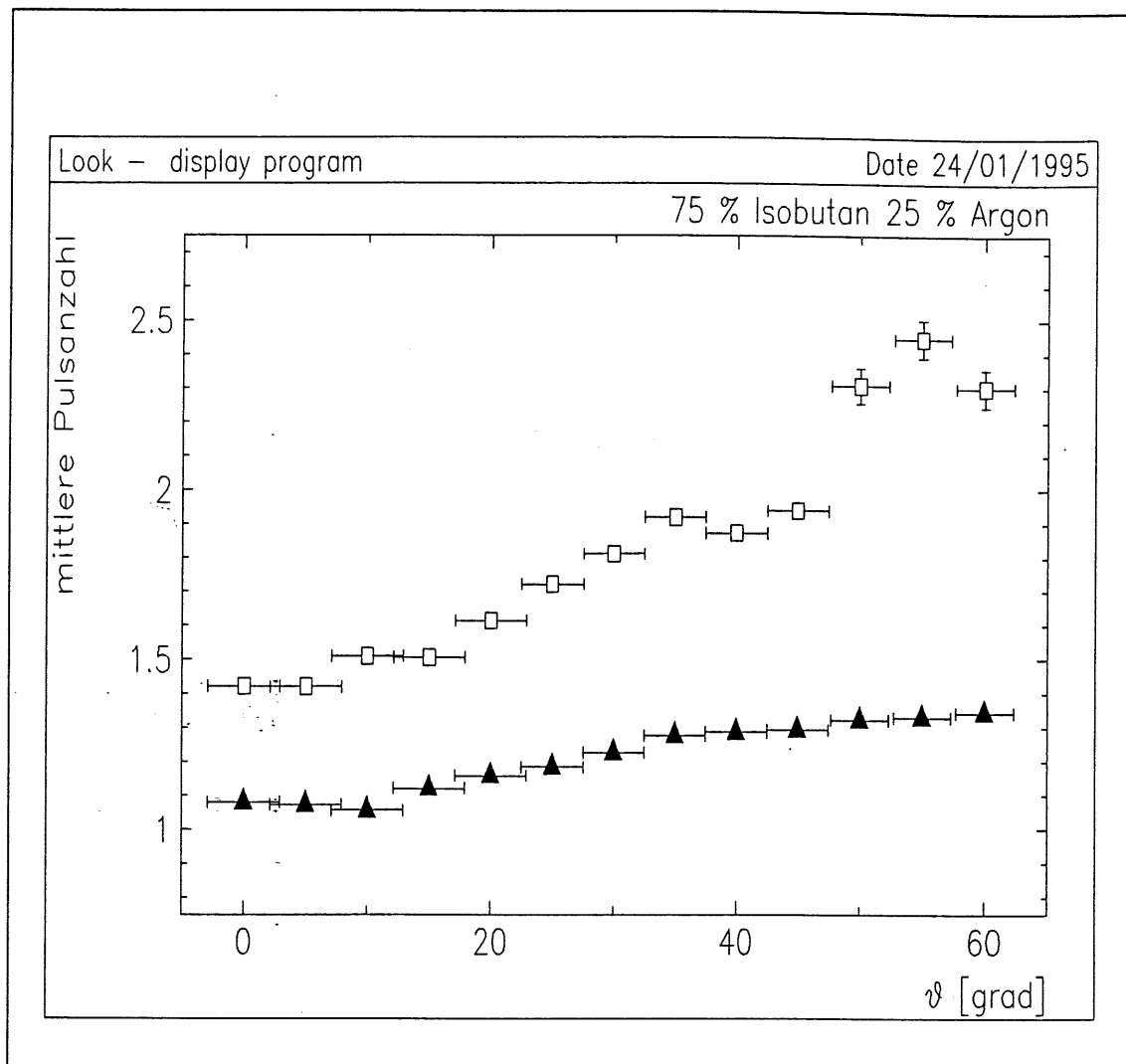


Abbildung 3.6: Die mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion vom Spurwinkel ϑ bei einer Spannung von 4,7 kV (leere Symbole) und 5,0 kV (gefüllte Symbole) für die Gasmischung 75% C_4H_{10} 25% Argon.

Betrachtet man einen Teilchendurchgang der eine gerade Spur ($\vartheta = 0$) in der Kammer hinterläßt, so wird die Zeitdifferenz für die den Streamer bildenden primären Elektronencluster der Teilchenspur gering sein. Sie gelangen innerhalb einer sehr kleinen Umgebung längs des Drahtes fast zeitgleich dort an, oder kommen in den Ausläufer des Streamers. Die meisten Elektronen werden in die Lawine aufgenommen und tragen zur Ladungsverstärkung bei.

Vergrößert sich der Winkel ϑ so werden die Elektronen, bei Betrachtung einer Projektion der Spur auf den Draht, in einer weiteren Umgebung längs des Drahtes verteilt

als bei kleinem ϑ . Die ersten Elektronen werden die Lawinenbildung starten und sie werden das elektrische Feld in der Nähe des Streamers abschwächen. Die Elektronen, die aufgrund von längeren Driftwegen verzögert zum Draht gelangen, finden dieses abgeschwächte Feld in der Nähe des schon gebildeten Streamers vor. Ein Teil wird noch in den Streamer gelangen, ein anderer Teil wird weiter zum Draht driften. Durch die tote Zone kann das Feld in der Nähe des Streamers auch am Draht soweit abgeschwächt sein, daß die Elektronen nicht genügend Energie erhalten um einen weiteren Streamer auszubilden. Erst wenn Elektronen den Anodendraht außerhalb der toten Zone um den Streamer erreichen, können sie einen neuen Streamer ausbilden. Die deponierte Ladung nimmt dann mit steigenden Winkeln zu.

In der Untersuchung von [BERH91] wird angenommen, daß die Verteilung eines Streamers oder eines Signalpulses um den Draht durch eine Normalverteilung um den Ort x , mit der Gleichung 3.2 beschrieben werden kann.

$$g(x) = e^{-\frac{x^2}{2 \cdot s^2}} \quad (3.2)$$

In Gleichung 3.3 trägt man einer Überlagerung von maximal 9 solcher Verteilungen, sprich Streamern, rechnung.

$$\frac{Q(\vartheta)}{Q_0} = F(s, \vartheta) = 9 - 2u^{16} + 2u^8 - 4u^4 + 4u^2 - 8u \quad (3.3)$$

$$\text{mit } u = \exp \left\{ -\frac{h^2}{128} \cdot \left(\frac{\tan \vartheta}{s} \right)^2 \right\}, \quad h = \text{Kammerhöhe } 9 \text{ mm}$$

Dabei ist $Q_0 = Q(\vartheta = 0)$ die Ladung bei senkrechtem Teilchendurchgang. Für die Gasmischung 65/35% ist die Beschreibung durch Gleichung 3.3 in einem weiten Bereich gut. Die Ladungsabnahme im Winkelbereich um $\vartheta = 10^\circ$ in den beiden anderen Gasmischungen bedarf aber weiteren Erklärungen.

Betrachtet man das Modell ab einem Zeitpunkt, an dem sich der Streamer beginnt auszubilden, so tragen, bei einem geraden Verlauf der Spur, sehr viele Elektronen zur Streamerbildung bei. Sie sammeln sich in einem kleinen Bereich um den Draht und beginnen dort die Lawinenbildung.

Verläuft die Spur unter einem Winkel $\vartheta > 0$, so werden nicht alle Elektronen in der Lawine gesammelt werden. Die Elektronen, die in die tote Zone um den Streamer gelangen, werden nicht zur Lawinenverstärkung beitragen und fehlen daher zur Ausbildung des Streamers. Steigt nun die Anzahl der Elektronen, die in die tote Zone gelangen, so beginnt sich das Fehlen von Elektronen bemerkbar zu machen.

Die Elektronen, die zur Anode gelangen, bilden einen Streamer mit einer geringen Ladung aus. Dies ist eine Konsequenz aus der Abhängigkeit der Streamerladung von

der Primärionisationsdichte¹. Die Streamerladung ist also in den jeweiligen Gasmischungen von der Anzahl der primären Elektronen, die zu der ersten Lawinenbildung beitragen, abhängig.

Aus der Abbildung 3.5 erkennt man einen Einfluß der angelegten Spannung. Bei einer höheren Spannung fällt die Reduzierung der Ladung bei einer Gasmischung mit höherem Isobutananteil geringer aus.

Durch eine Erhöhung der angelegten Spannung verstärkt sich das äußere elektrische Feld. Die Elektronen beginnen deshalb schon in weiterer Entfernung vom Anodendraht mit der Lawinenbildung. Es werden mehr Elektronen erzeugt und die Lawinenbildung startet mit mehr Elektronen. Dies bedeutet, daß mehr Ladung am Signaldraht registriert wird.

Die Veränderung der Hochspannung kann den Ladungsabfall bei Winkeln um $\vartheta = 10^\circ$ daher teilweise kompensieren. Dieser Einfluß ist nicht für alle Gasmischungen gleichermaßen offensichtlich.

¹siehe Abb. 1.2

Kapitel 4

Die Dichteabhängigkeit der Streamerladung

In Kapitel 1 wurde die Abhängigkeit der Streamerladung vom Luftdruck und der Temperatur der Gasmischung erwähnt.

Im folgenden soll das Verhalten der Streamerladung bei verschiedenen Druckwerten und Temperaturen innerhalb der Streamerkammern mit den benutzten Gasgemischungen untersucht werden. Diese wurden mit einem konstanten Überdruck von $p_{\text{außen}} = 2 \text{ hPa}$ in die Streamerkammern geleitet.

Um eine Aussage über die Abhängigkeit des Ladungssignals vom Innendruck und der Innentemperatur machen zu können, ist es notwendig Datensätze mit verschiedenen Druck- und Temperaturwerten aufzunehmen.

Die Meßreihen werden parallel zur Winkelmessung aufgenommen. Die Messungen wurden mit der 3. Ebene durchgeführt, da nur bei dieser die anderen Parameter wie Spannung und α -Winkelstellung nicht verändert wurden. Die Streamerladung wird durch die Dichte ρ durch $\lambda \sim \frac{1}{\rho}$ beeinflusst (siehe Gl. 1.5). Die Parameter Druck und Temperatur werden daher miteinander zu einem Parameter

$$\rho = \frac{\text{Druck}(\text{hPa})}{\text{Temperatur}(\text{Kelvin})} \text{ zusammengefaßt.}$$

4.1 Der Meßaufbau

Die Temperatur des Gasgemisches in den Streamerkammern ist natürlich von der Umgebungstemperatur außerhalb der Kammern abhängig. Daher erhält man, solange die Verhältnisse nicht innerhalb der Kammern gemessen werden, nur eine Annäherung an die tatsächliche Dichte der Gasmischung.

Um die realen Verhältnisse in den Streamerkammer zu messen sollten sich daher Druck- und Temperatursensoren im Gasfluß befinden. Da der Gasfluß nicht unterbrochen werden kann, werden zwei Abzweigungen eingeführt, an deren Enden sich die Druck- bzw. die Temperaturmessungen befinden.

Über eine Zeitspanne von 10 Minuten wird ein Mittelwert der Temperatur und des Druckes gebildet und diese zusammen mit der Uhrzeit als eine Meßwert abgespeichert. Eine feinere Unterteilung der Zeitabschnitte ist nicht nötig da sich die Dichte in so kurzer Zeit nicht ändern kann. Die Druck und Temperaturwerte werden durch einen PC aufgenommen und nicht mit den Daten der Streamerentladung auf einem MACII geschrieben, da diese Messung erst später aufgebaut wurden. In der Analyse werden dann alle Daten miteinander in Korrelation gebracht. Der mechanische Aufbau wurde nicht geändert, da die Daten parallel zu den Messungen der Winkelabhängigkeit genommen wurden.

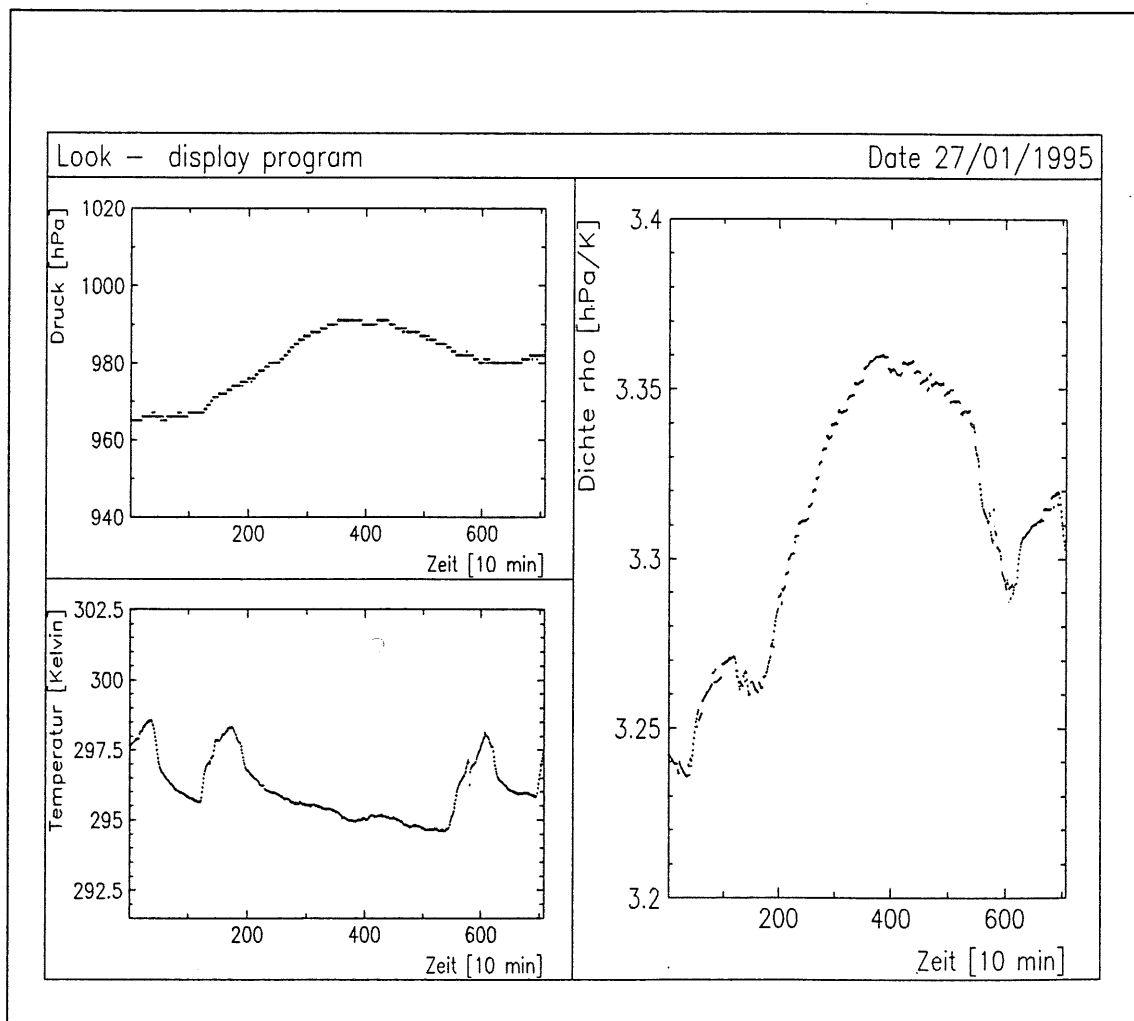


Abbildung 4.1: Druck-, Temperatur- und Dichteverlauf einer Meßung

4.2 Der Dichteverlauf

In Abbildung 4.1 ist der Verlauf der Temperatur und Druckschwankungen sowie der daraus resultierende Dichteverlauf an einem Beispiel dargestellt. Man erkennt einen gegenläufigen Verlauf von Druck und Temperatur. Nur wenn sich einer der beiden Parameter schneller als der andere ändert, bemerkt man dies auch in der Dichte. Dies bedeutet aber auch, daß die Meßpunkte mit den größten und den kleinsten Dichten, aufgrund von extremeren Bedingungen, eine geringere Statistik aufweisen als die Meßpunkte, die unter relativ „normalen“ Bedingungen aufgenommen wurden. Die in den vorliegenden Meßreihen möglichen Dichteschwankungen liegen in einem Größenbereich von insgesamt $\Delta\rho \approx 0,16 \frac{hPa}{K}$. Der gesamte Bereich wurde nicht in allen Messungen vorgefunden.

Um eine Aussage über die Dichteabhängigkeit der Streamerladung geben zu können ist es notwendig, die Ladung über einen großen Bereich der Dichte zu messen. Die aufgenommenen Pulse werden in Intervalle ihrer Dichte unterteilt. Nach Gleichung 2.2 wird dann ein Ladungsmittelwert für diesen Dichtewert gebildet. Daraus ergibt sich ein Datenpunkt in der Abbildung 4.2. Bei dieser Mittelwertbildung werden die Daten aus verschiedenen Meßreihen zusammengeführt um die Ladung für eine Dichte zu bilden. Dadurch unterliegt ein Meßpunkt natürlich auch den verschiedenen Einflüssen der Gasmischung. Ändert sich die Gasmischung so macht sich dies auch in einer Änderung der FADC Daten bemerkbar. Die Folge ist eine Verbreiterung des Ladungsmittelwertes.

4.3 Die Dichteabhängigkeit bei $\vartheta = 0^\circ$

In Abbildung 4.2 ist die mittlere Ladung als Funktion der Dichte ρ für die benutzten Gasmischungen dargestellt.

Zum einen erkennt man, daß wie schon erwähnt, nicht alle Dichtewerte für alle Gasmischungen vorliegen. Die Ladungsabhängigkeit von der Dichte ist mit einer Geraden verträglich. Die benutzte Gerade zur Beschreibung der Abhängigkeit hat die Form:

$$Q = Q_0 + m \cdot (\rho - \rho_0) \quad (4.1)$$

$$\text{mit } m = \text{Steigung} \left[\frac{pC \cdot K}{hPa} \right], \quad \rho_0 = \frac{1013 hPa}{298,15 K}$$

und normiert die Ladung Q auf einen Luftdruck von 1013 hPa und 298° Kelvin. Die Änderung der Ladung in Abhängigkeit von der Dichte kann in eine relative Ladungsänderung bezogen auf den Luftdruck umgerechnet werden, um ihn mit anderen bekannten Werten zu vergleichen.

Die hierfür benutzte Formel lautet:

$$k_P = \frac{m}{Q_0 \cdot 298 [\text{Kelvin}]} \quad (4.2)$$

Die Ladung verringert sich bei den Gasmischungen mit hohem Isobutananteil bei steigender Dichte weniger, als bei solchen mit geringem Isobutananteil. Dies bedeutet, daß die Gasmischungen mit einem hohem Isobutananteil eine geringere Dichteabhängigkeit aufweisen. Die Steigungen haben die Werte:

$$\begin{aligned} 65\%iC_4H_{10} + 35\%Ar & , \quad m = -169,1 \pm 14,4 \left[\frac{pC \cdot K}{hPa} \right] \\ 75\%iC_4H_{10} + 25\%Ar & , \quad m = -111,5 \pm 8,3 \left[\frac{pC \cdot K}{hPa} \right] \\ 85\%iC_4H_{10} + 15\%Ar & , \quad m = -54,9 \pm 7,9 \left[\frac{pC \cdot K}{hPa} \right] \end{aligned}$$

In der folgenden Tabelle sind einige Vergleichswerte der relativen Ladungsänderung in Abhängigkeit von der Dichte nach Gleichung 4.2 aufgelistet.

Nur die sogenannte Standardgasmischung (75/25 iC_4H_{10}/Ar) läßt sich vergleichen, da nur hierfür andere Werte noch vorliegen.

Innerhalb ihrer Fehler stimmt der Wert für k_P mit den aus anderen Arbeiten überein. Gegenüber der Arbeit von J.Martens, wo die Dichteschwankung $\Delta\rho \approx 0,08 \frac{hPa}{K}$ betrug, kann hier über die Aussage über einen Bereich von $\Delta\rho \approx 0,16 \frac{hPa}{K}$ gemacht werden. Die Abhängigkeit der Ladung von der Dichte verläuft auch über einen größeren Dichtebereich linear.

GAS	U [kV]	k_P [% /hPa]	Quelle
65% iC_4H_{10} 35% Argon	4,15	$(-1,49 \pm 0,3)$	vorliegende Daten
75% iC_4H_{10} 25% Argon	4,6	$-(0,86 \pm 0,09)$	[MARJ94]
		$-(0,8 \pm 0,15)$	[ZITS92]
	4,65	$-(0,9 \pm 0,1)$	[BENA89]
	4,75	$-(0,86 \pm 0,1)$	vorliegende Daten
85% iC_4H_{10} 15% Argon	5,2	$(-0,42 \pm 0,2)$	vorliegende Daten

Tabelle 4.1: Vergleich der relativen Ladungsänderung der Gasgemische

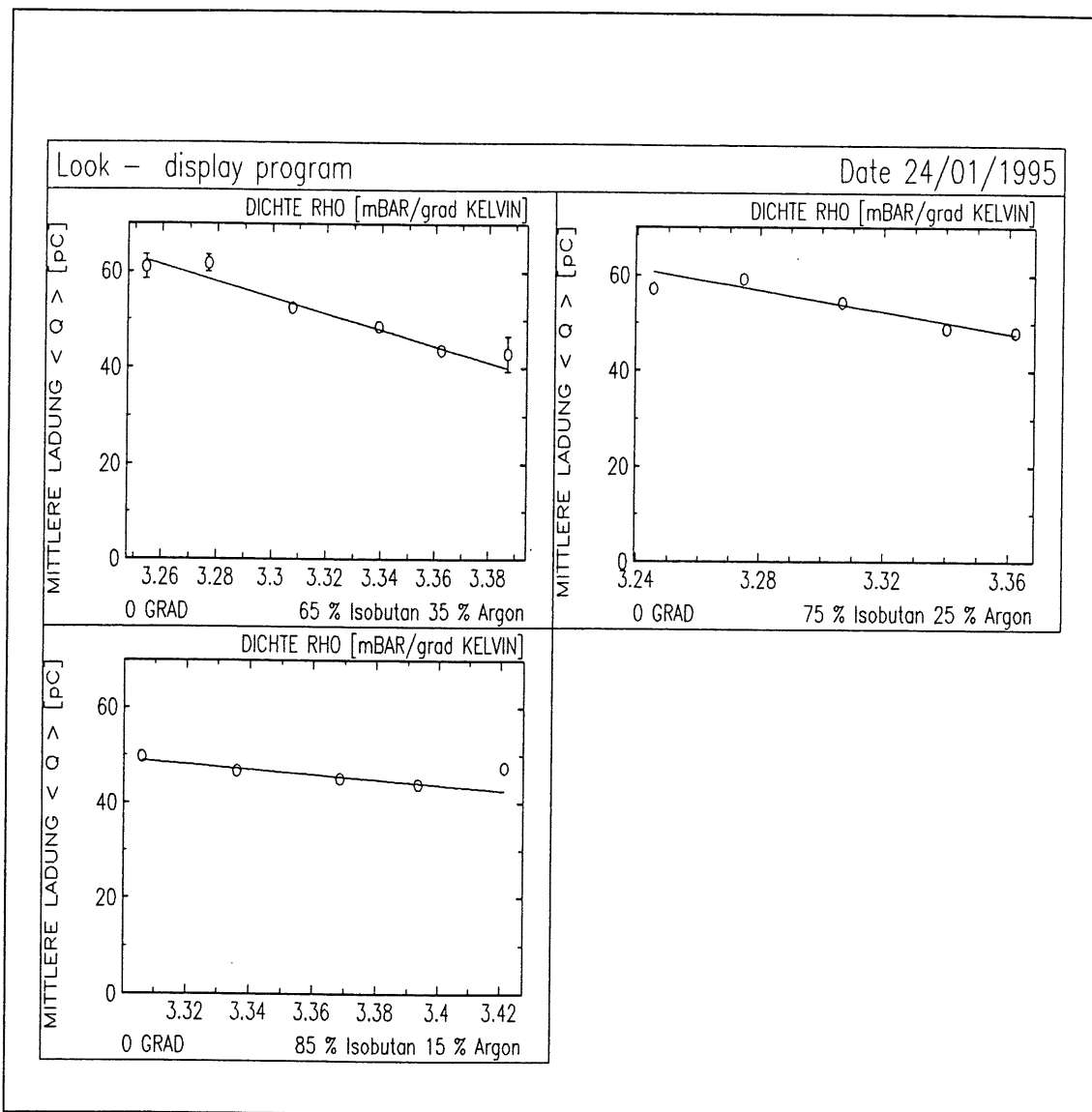


Abbildung 4.2: Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladung bei $\vartheta = 0$. Die eingezeichnete Gerade ist durch Gleichung 4.1 angegeben

4.4 Die Dichteabhängigkeit bei verschiedenen Winkeln ϑ

Neben den Meßwerten für den Winkel $\vartheta = 0^\circ$ liegen auch solche bis $\vartheta = 20^\circ$ vor. Damit ist eine Untersuchung der Dichteabhängigkeit unter verschiedenen Winkeln möglich.

Es ist bekannt das der Streamer vom Winkel ϑ abhängig ist, daher kann die Dichteabhängigkeit auch mit dem Winkel variieren. In Abbildung 4.3 bis 4.5 sind die Dichteabhängigkeiten der Ladung in den Winkeln $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ für die verschiedenen Gasmischungen zu sehen.

In Tabelle 4.2 sind die Steigungen zu den einzelnen Winkeln für die Gasmischungen aufgelistet.

iC_4H_{10}/Ar	65/35%	75/25%	85/15%
ϑ	$m_{65/35} [\frac{pC \cdot K}{hPa}]$	$m_{75/25} [\frac{pC \cdot K}{hPa}]$	$m_{85/15} [\frac{pC \cdot K}{hPa}]$
0°	$-169,1 \pm 14,4$	$-111,5 \pm 8,3$	$-54,9 \pm 7,9$
5°	$-140,7 \pm 12,4$	$-114,5 \pm 7,6$	$-47,9 \pm 8,1$
10°	$-148,3 \pm 11,5$	$-118,5 \pm 8,0$	$-47,9 \pm 8,1$
15°	$-156,4 \pm 14,8$	$-117,4 \pm 8,8$	$-38,3 \pm 8,4$
20°	$-122,2 \pm 18,2$	$-121,8 \pm 11,2$	$-57,5 \pm 11,9$
U [kV]	4,15	4,7	5,2

Tabelle 4.2: Steigung der Dichteabhängigkeit in den verschiedenen Winkel und Gasmischungen

Die Abbildungen 4.3 bis 4.5 zeigen die Dichteabhängigkeit jeweils einer Gasmischung für die verschiedenen Winkel. Daneben ist die Steigung der gefitteten Gerade gegen den jeweiligen Winkel aufgetragen.

Die Gasmischungen sind unterschiedlich sensitiv auf Dichteänderungen. Die Tendenz ist, das ein höherer Anteil an Isobutan den Streamer unempfindlicher gegen Druck und Temperaturschwankungen werden läßt.

Eine Dichteabhängigkeit ist für alle Winkel gut zu erkennen. Mit steigender Dichte nimmt die Ladung in allen Winkeln für alle Gasmischungen ab. Für die Gasmischungen mit 75 bzw. 85% Isobutan sind die Werte der Steigung im Rahmen der Fehler konstant. Eine Ausnahme bildet hier die 65/35% Gasmischung. Allerdings findet sich hier auch die größte Abhängigkeit von der Dichte.

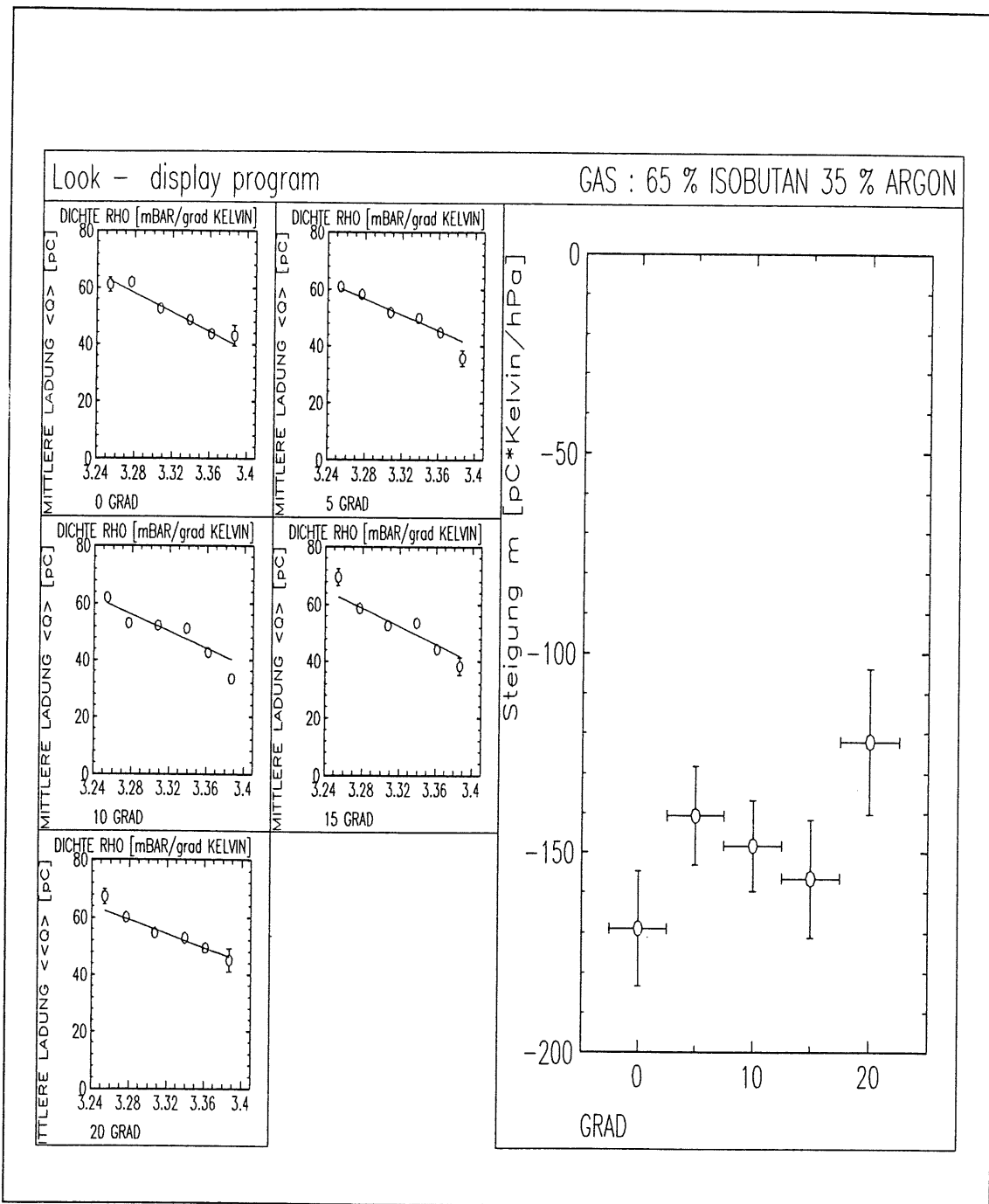


Abbildung 4.3: Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladung in der Gas Mischung 65/35% bei verschiedenen Winkeln ϑ

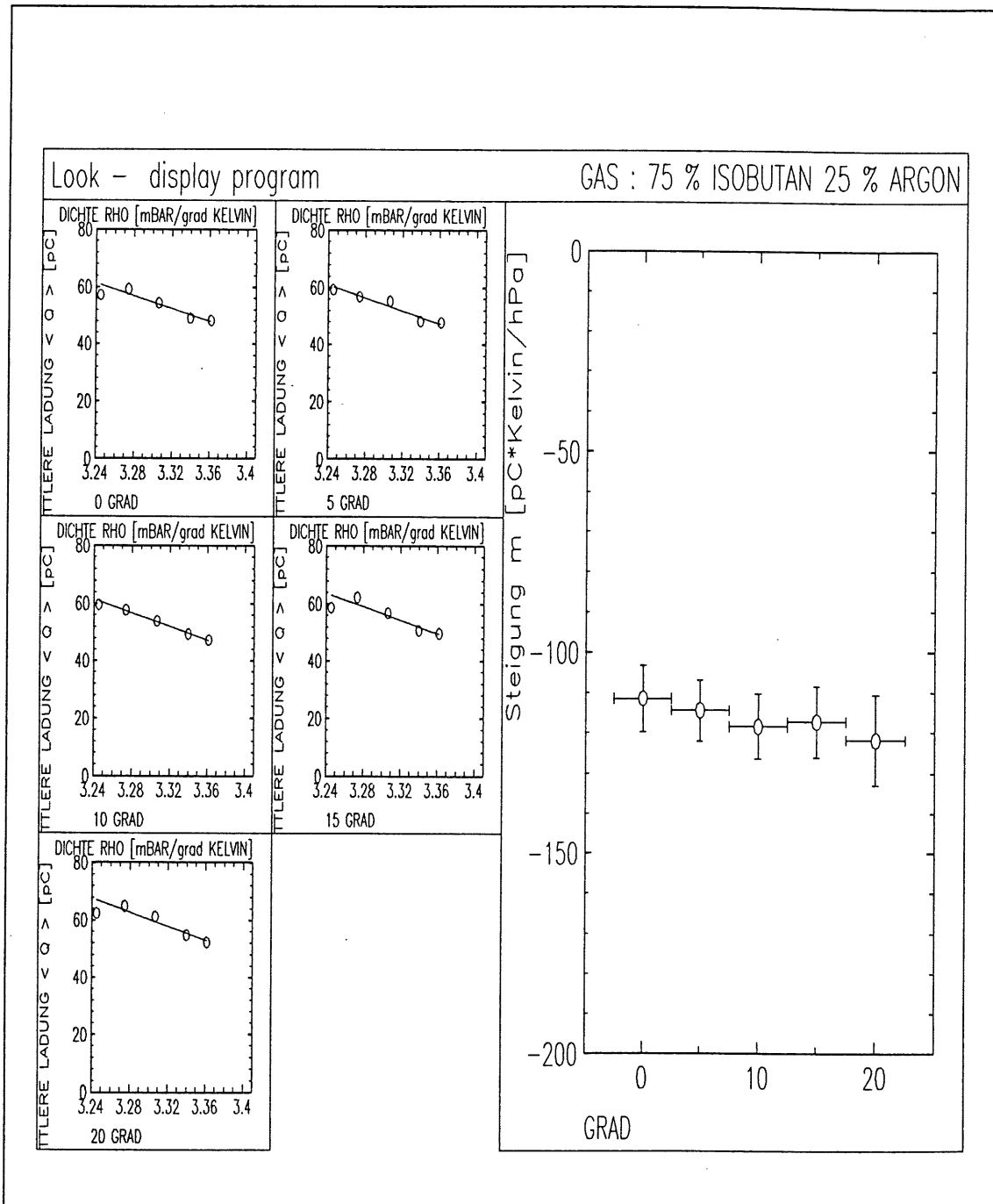


Abbildung 4.4: Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladung in der Gas Mischung 75/25% bei verschiedenen Winkeln ϑ

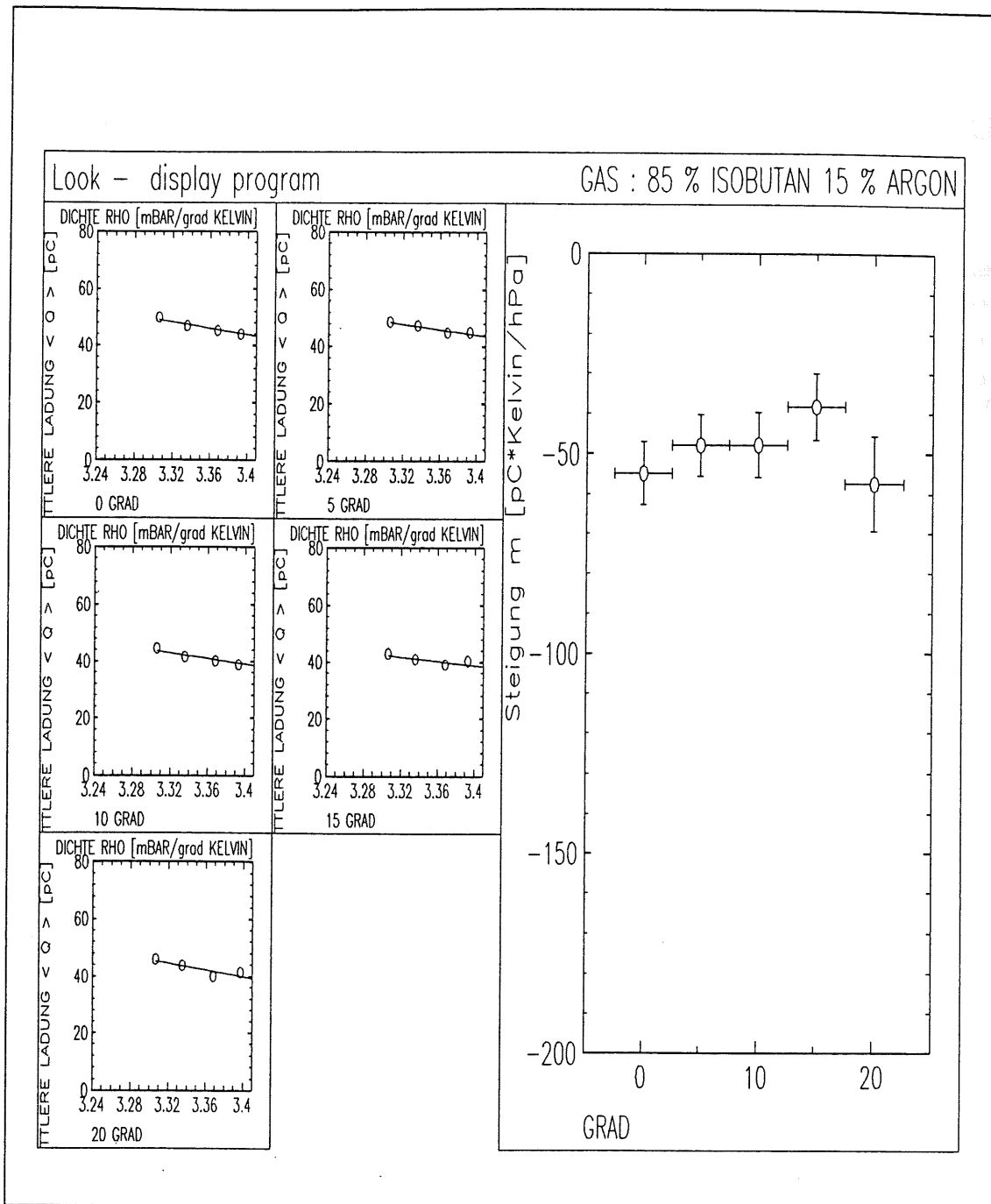


Abbildung 4.5: Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladung in der Gas Mischung 85/15% bei verschiedenen Winkeln ϑ

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Verhalten der Signale einer Streamerkammer bei Verwendung verschiedener Gasmischungen untersucht.

Die Abhängigkeit des Kammersignals von der angelegten Spannung wurde untersucht. Die Länge des Nachweisplateaus beträgt für die benutzten Mischungen mindestens 400 V. Innerhalb des Plateaus erreicht man mit dem benutzten Aufbau eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von 98%. Aufgrund der erhöhten Nachpulshäufigkeit bei höheren Spannungen, ist es für die Auflösung von Bedeutung, in welchem Bereich des Plateaus die Streamerkammern betrieben werden. Die relative Breite der Ladungsverteilung vergrößert sich mit steigender Betriebsspannung.

Eine Abhängigkeit des Kammersignals vom Einfallswinkel ϑ der Teilchenspur wurde für alle benutzten Gasmischungen gemessen. Die in den Kammer deponierte Ladung steigt mit zunehmendem Winkel an. Dabei variiert die Abhängigkeit sogar mit der angelegten Spannung und ist für die verschiedenen Gasmischungen unterschiedlich ausgeprägt.

Die Dichteabhängigkeit des Signals der Streamerkammer wurde untersucht. Die Ladung verringert sich linear mit steigender Dichte bei allen Gasmischungen. Der Einfluß der Dichteänderung nimmt mit steigendem Löschgasanteil aber ab. Die Ladung eines Streamers ist bei einem Isobutananteil von 85% annähernd konstant.

Eine Variation der Dichteabhängigkeit bei Winkeln bis zu $\vartheta = 20^\circ$ konnte nicht gefunden werden. Sie ist über diesen Bereich im Rahmen der Fehler konstant.

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Die Entwicklung des Streamers bei verschiedenen Spannungen</i>	5
1.2	<i>Die Pulsladung als Funktion der Hochspannung für verschiedene Primärionisationsdichten</i>	7
1.3	<i>Definition der Winkel ϑ und φ eines Teilchendurchgangs relativ zum Draht</i>	8
1.4	<i>Schnittbild des H1 - Detektors</i>	9
1.5	<i>Aufbau der bei H1 verwendeten Streamerkammern</i>	10
2.1	<i>Meßaufbau für die Spannungsvariation bei allen Gasmischungen</i>	12
2.2	<i>Die Triggerschaltung für die Spannungsvariation</i>	14
2.3	<i>Die Drahtauslese bei der Spannungsvariation</i>	15
2.4	<i>Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kammersignals in Abhängigkeit von der Spannung für die benutzten Gasmischungen</i>	16
2.5	<i>Schnitt durch den Kammeraufbau mit möglichen Spuren</i>	18
2.6	<i>Die mittlere Pulsamplitude als Funktion der Spannung für die benutzten Gasmischungen</i>	19
2.7	<i>Die mittlere Ladung als Funktion der angelegten Spannung für alle Gasmischungen</i>	20
2.8	<i>Die mittlere gefundene Pulsanzahl als Funktion der Spannung für alle Gasmischungen</i>	22
2.9	<i>Beispiele von Mehrfachentladung</i>	23
2.10	<i>Die relative Breite der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung</i>	24
3.1	<i>Häufigkeitsverteilung der Drahtladung bei unterschiedlichen Winkel ϑ</i>	27
3.2	<i>Meßaufbau für einfache Winkelvariation</i>	28
3.3	<i>Meßaufbau für Winkelvariation</i>	30
3.4	<i>Triggerschaltung der Winkelmessungen</i>	31

3.5	<i>Abhängigkeit der mittleren Drahtladung vom Spurwinkel ϑ bei 2 verschiedenen Hochspannungen.</i>	33
3.6	<i>Die mittlere Anzahl der gefundenen Pulse pro Drahtsignal als Funktion vom Spurwinkel ϑ</i>	34
4.1	<i>Druck-, Temperatur- und Dichteverlauf einer Meßung</i>	38
4.2	<i>Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladungen bei $\vartheta = 0$</i>	41
4.3	<i>Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladung in der Gasmischung 65/35% bei verschiedenen Winkeln ϑ</i>	43
4.4	<i>Die Dichteabhängigkeit der mittleren Ladung in der Gasmischung 75/25% bei verschiedenen Winkeln ϑ</i>	44
4.5	<i>Die Dichteabhängigkeit der Gasmischung 85/15% bei verschiedenen Winkeln ϑ</i>	45

Tabellenverzeichnis

1.1	<i>Eigenschaften von Gasen</i>	3
2.1	<i>Plateaubeginn, Länge des Plateaus und erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit im Plateau der benutzten Gasmischungen</i>	17
2.2	<i>Vergleich des Parameters k_U für Einfach- und Mehrfachpulse</i>	21
3.1	<i>Die benutzten Arbeitspunkte für die Winkelmessungen bei verschiedenen Gasmischungen</i>	32
4.1	<i>Vergleich der relativen Ladungsänderung der Gasgemische</i>	40
4.2	<i>Steigung der Dichteabhängigkeit in den verschiedenen Winkel und Gasmischungen</i>	42

Literaturverzeichnis

- [ANJG88] An Ji Gang et al. ; *A study of the self quenching streamer mode using a Nitrogen laser*; Nucl. Instr. and Meth.A267(1988)396
- [ATAM82] M. Atac et al. ; *Self-quenching streamers*; Nucl. Instr. and Meth. 200(1982)345
- [BENA89] A. Benvenuti et al. ; *The Limited Streamer Tubes of the SLD*; SLAC-PUB-4993 October 1989
- [BERH91] H. Bergstein et al. ; *Beamcalibration of the H1 Tail Catcher at CERN*; Interner H1 Bericht H1-10/91-197, DESY, Hamburg 1991
- [DESY03] H1 Collaboration ; *The H1 Detector at HERA*; DESY 93-103 , DESY, Hamburg July 1993
- [DESY22] G. Wolf ; *HERA Physics*; DESY 94-022 , DESY, Hamburg February 1994
- [EBEJ90] J. Ebert ; *Kapazitive Auslese von Streamerrohren im H1-Detektor*; WUD 90-122/April 1990
- [FARW83] W. Farr et al. ; *Readout of drift chambers with a 100 MHz flash ADC system*; IEEE Transactions NS-30. 1 (1983)91
- [FILN86] N. A. Filatova et al. ; *Operation of plastic streamer tubes with high resistivity varnish*; Nucl. Instr. and Meth.A243(1986)91
- [HUBA90] A. Hübel ; *Untersuchung der Winkelabhängigkeit der erzeugten Ladung bei Limited Streamer Tubes*
- [MARJ94] J. Martens ; *Streamerammern für den H1-Detektor am Elektron Proton Speicherring HERA*; WUB-DIS 95-5
- [MEYA94] Andreas Meyer ; *Untersuchung der Dripteigenschaften von Streamerrohrkammern an einem Ortsdetektor mit kosmischen Myonen*
- [SAUF77] F.Sauli ; *Principles of operation of multiwire proportionsl and drift chambers*; CERN Report 77-09, 1977

- [ZITS92] S.Zitzen ; *Untersuchungen zum Streamermode von Gasentladungsdetektoren*; Dissertation RWTH Aachen 1992

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die in der einen oder anderen Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei Herrn Prof. Dr. D. Schmidt möchte ich mich für die Ermöglichung und die Betreuung meiner Arbeit bedanken.

Ich danke der Gruppe F32 am Deutschen Elektronen Synchrotron für die fachliche Unterstützung bei der Bewältigung der gestellten Aufgabe.

Insbesondere bedanke ich mich bei Herrn Dr. J. Martens für die konstruktiven Gespräche und die Hilfe bei der Durchsicht dieser Arbeit, sowie Herrn St. Wiesand für seine Hilfe bei binären Problemen.

Mein Dank geht auch an Frau Priv. Doz. Dr. K. Daum auch für die Gespräche zwischen der Physik.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn P. Gerlach für die Durchsicht dieser Arbeit und bei meiner Frau für die geistig-moralische Unterstützung während meiner Diplomarbeit.

Versicherung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorgelegte Arbeit selbstständig verfaßt und unter Angabe aller wesentlicher Quellen angefertigt habe.