

Interner Bericht
DESY F32-81/01
Januar 1981

MESSUNG DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT UND DER ORTSAUFLÖSUNG
IN VERSCHIEDENEN GASGEMISCHEN

von

Klaus Kraski

Stempelnummer	F 321	Bibliothek
Probennummer	F 321	Library
Zugriff:	6. APR. 1981	
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:	7	days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of apply for or grant of patents.

"DIE VERANTWORTUNG FÜR DEN INHALT
DIESES INTERNEN BERICHTES LIEGT
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSER."

<u>1. EINLEITUNG</u>	1
<u>2. DIE FUNKTIONSWEISE EINER DRIFTKAMMER</u>	2
<u>3. DIE GASVERSTÄRKUNG</u>	8
<u>4. THEORIE: DRIFTGESCHWINDIGKEIT UND ORTSAUFLÖSUNG</u>	12
4.1. Die Transportkoeffizienten	12
4.2. Die Ortsauflösung	21
<u>5. KRITERIEN FÜR DIE WAHL DES KAMMERGASES</u>	28
5 a Die Gasverstärkung als Kriterium	28
5 b Photonenabsorption durch Löschgase	29
5 c Feldunabhängige Driftgeschwindigkeit	31
5 d Verhältnis zwischen Driftgeschwindigkeit und Diffusion	32
<u>6. DER EXPERIMENTELLE AUFBAU UND DIE MEßERGEBNISSE</u>	33
6.1. Der mechanische Aufbau der Driftkammer	33
6.2. Die Meßungen mit dem Elektronenstrahl am DESY	39
6.2.1. Die Meßung der Ansprechwahrscheinlichkeit	41
6.2.2. Die Driftgeschwindigkeits - Meßung	46
6.3. Eine Funkenstrecke als Primärelektronenquelle	52
6.3.1. Die Meßung der Driftgeschwindigkeit	53
6.3.2. Die Meßung der Ortsauflösung	66
6.3.3. Vergleich der beiden Methoden	67
6.3.4. Die Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke	72
6.3.5. Feldstärkeabhängigkeit der Ortsauflösung	77
6.3.6. Pulshohenmeßung und abschließende Bemerkungen	80

In der Hochenergiephysik werden Experimente durchgeführt, die Aufschluß über die Struktur der Materie geben sollen. Dabei werden im allgemeinen die verschiedensten physikalischen Größen (z. B.: Masse, Impuls) der an einer Reaktion beteiligten Teilchen gemessen. Der Impuls von geladenen Teilchen kann durch den Ablenkwinkel in einem Magnetfeld bestimmt werden. Dazu benötigt man Detektoren, die die Teilchenbahn rekonstruieren können. Ein solcher Ortsdetektor ist die Driftkammer.

Die Driftkammer wird schon seit einigen Jahren als Ortsdetektor eingesetzt. Davor wurde die optische Funkenkammer für diesen Zweck benutzt. Die Vorteile der Driftkammer gegenüber der Funkenkammer liegen vor allem im schnelleren Zugriff zu den Meßdaten. Aber auch die höhere Ortsauflösung und die Verarbeitung höherer Zählraten zeichnen eine Driftkammer aus.

Die Bestimmung des Ortes mit einer Driftkammer geschieht durch die Messung der Driftzeit bei bekannter Driftgeschwindigkeit. Sehr genaue Zeitmessungen und die genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit führen zu einer hohen Ortsauflösung.

In dieser Arbeit wurde die Driftgeschwindigkeit und die Ortsauflösung für verschiedene Gasmische gemessen. Es werden zwei Methoden zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit beschrieben. Mit diesen Methoden sind im Verlauf der Arbeit eine Reihe von Gasmischen auf das Verhalten der Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken in der Driftkammer untersucht worden.

Des weiteren wurde die Ortsauflösung in Abhängigkeit der Driftstrecke gemessen und mit Meßdaten aus der Literatur und mit der Theorie verglichen. Die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der elektrischen Feldstärke in der Driftkammer soll in einer weiteren Untersuchung Aufschluß über den Einfluß der Diffusion geben.

Bevor mit der Beschreibung der Experimente und der Meßresultate begonnen wird, sollen einige theoretische Grundlagen, die für das Verständnis der Funktionsweise einer Driftkammer wichtig sind, erarbeitet werden.

Die Driftkammer ist mit einem Gas gefüllt, auf dessen Zusammensetzung noch in einem späteren Kapitel näher eingegangen werden soll. Durchfliegt ein Teilchen dieses Gas, so entstehen durch Ionisation Ionenpaare entlang der Teilchenspur. Die Elektronen wandern unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes E , das in der Kammer herrscht, in Richtung zur Anode, die Ionen zur Kathode. Nach einer Gasverstärkung in der Nähe der Anode werden die Elektronen dann als Impuls nachgewiesen. Der Prozeß der Gasverstärkung wird in einem getrennten Kapitel näher behandelt, da er die Voraussetzung für die Auslese der Elektronenpulse schafft.

Das elektrische Feld wird durch Anlegen einer Hochspannung an den Kathoden - Ebenen erzeugt. Die Kathoden - Ebenen können aus Drähten oder aus Streifen bestehen (Abb.1,2). Für die Anode wird ein dünner Draht verwendet, der zwischen die Hochspannungsebenen gespannt wird. Er kann aber auch am Ende eines Driftraumes angebracht werden. Die Elektronen wandern mit einer von der Feldstärke und dem Kammer-Gasgemisch abhängigen Driftgeschwindigkeit zum Signaldraht.

Um eine lineare Beziehung zwischen der Driftzeit und dem Ort eines Teilchdurchgangs zu erhalten, benötigt man eine konstante Driftgeschwindigkeit. Es gibt Gase bzw. Gasmische, die ab einer für sie charakteristischen Feldstärke dies erfüllen; in ihnen ist die Driftgeschwindigkeit nur bei kleinen Feldstärken von der Feldstärke abhängig (Abb.3).

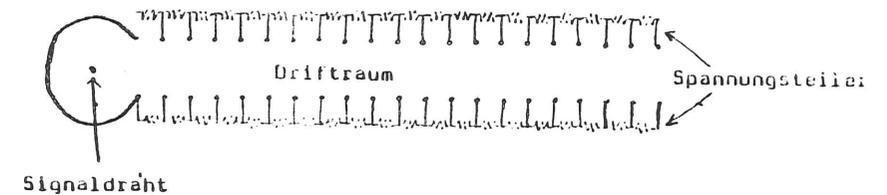


Abb. 1 : Schematische Darstellung einer Driftkammer

Im Folgenden soll nun ausgeführt werden, wie es zu einer konstanten Driftgeschwindigkeit kommen kann, obwohl das elektrische Feld steigt:

Im E -Feld wird ein Elektron beschleunigt ($F = ma = -eE$) (m : Masse des Elektrons; a : Beschleunigung; e : Elementarladung). Da der Driftraum mit Gas gefüllt ist, stößt das Elektron nach einer gewissen Zeit mit einem der Gasmoleküle zusammen und verliert so einen Teil (oder seine gesamte) Bewegungsenergie.

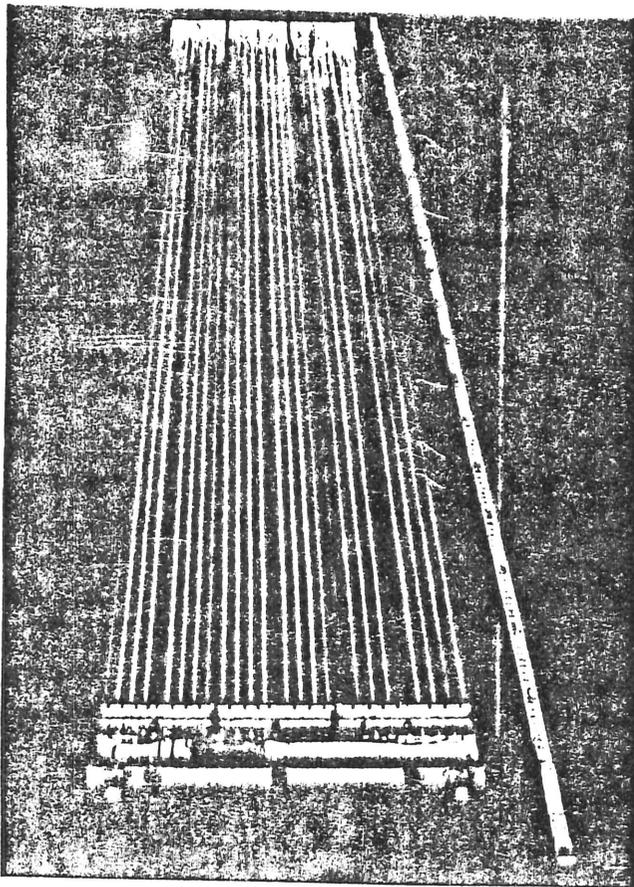


Abb. 2: Prototyp einer Streifenkammer

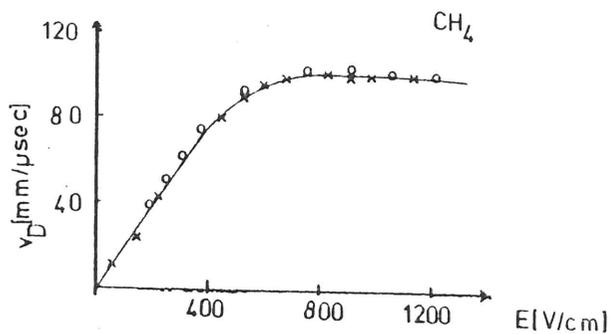


Abb. 3: Die Driftgeschwindigkeit in Methan

Ein Maß für die Anzahl der Stöße ist der differentielle Wirkungsquerschnitt. In Abb. 4 ist ein typischer Verlauf dieses Wirkungsquerschnitts aufgetragen gegen die Elektronenenergie (die Berechnung erfolgt nach einer Parametrisierung von ref.(1)).

Die Größe des Energieverlustes hängt unter anderem von der Gaszusammensetzung ab: bei einem inelastischen Stoß kann das Elektron praktisch seine gesamte Bewegungsenergie verlieren, die sich z. B. als Schwingungs- bzw. Rotationsenergie des Gasmoleküls wiederfindet; bei einem elastischen Stoß kann das Elektron nur einen bestimmten kleinen Teil seiner Energie abgeben (als Vergleich: Zusammenstoß zweier sehr unterschiedlich großer Billardkugeln). In jedem Fall wird das Elektron nach einem Stoß durch das elektrische Feld wieder beschleunigt bis der nächste Stoß stattfindet, usw.

Durch den steigenden Wirkungsquerschnitt besitzen die Elektronen auch bei steigendem E-Feld eine nahezu feldstärkeunabhängige Driftgeschwindigkeit.

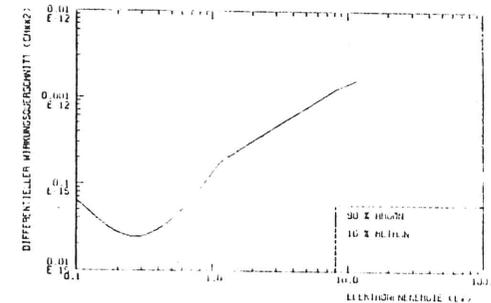


Abb. 4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Elektronenenergie für Argon -Methan-Gem.

Die Strecke, die ein Elektron zwischen zwei Stößen zurücklegt, bezeichnet man als die mittlere freie Weglänge. Man unterscheidet dabei noch zwischen einer mittleren freien Weglänge zwischen zwei inelastischen Stößen l_{in} , und einer mittleren freien Weglänge zwischen zwei elastischen Stößen l_e .

Es ist somit klar, daß die Anzahl der Moleküle pro Einheitsvolumen für die Elektronenbewegung in einem Gas eine große Rolle spielt. Diese Größe ist durch die Loschmidt-Zahl, dem Druck und der Temperatur gegeben:

$$N = N_0 \frac{p}{760 T} \quad (2.1.)$$

$N_0 = 2,687 \cdot 10^{19}$ Moleküle/cm³. Der Druck ist dabei in Torr, die Temperatur in Kelvin anzugeben.

Die Elektronenbewegung wird also nicht nur allein durch das elektrische Feld beeinflusst, sondern auch Druck und Temperatur sowie die Gaszusammensetzung spielen eine wesentliche Rolle.

Ein Elektron, das sich in einem Driftraum bewegt, besitzt keine konstante Momentangeschwindigkeit, da es laufend durch Stöße mit den Gasmolekülen abgebremst und durch das elektrische Feld beschleunigt wird. Dagegen kann die mittlere Driftgeschwindigkeit durchaus eine konstante Größe sein, auch für unterschiedliche Feldstärken.

Es soll nun gezeigt werden, wie man aus den Meßdaten einer Driftkammer den Ort x bestimmen kann. Danach wird dann beschrieben, welche Anforderungen an eine Driftkammer gestellt werden müssen, mit der man die Driftgeschwindigkeit messen will.

Will man den Ort x eines Teilchendurchgangs bestimmen, so muß zunächst, z. B. mit einem Szintillationszähler, der Zeitpunkt t_0 des Teilchendurchgangs festgehalten werden. Die durch Ionisation erzeugten Elektronen wandern aufgrund des E-Feldes zur Anode, die sie zur Zeit t_1 erreichen. Mit t_D bezeichnet man die Driftzeit und bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_D läßt sich x berechnen:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_D dt \quad (2.2.)$$

Für eine konstante Driftgeschwindigkeit vereinfacht sich diese Relation:

$$x = v_D (t_1 - t_0) \quad (2.3.)$$

Man erhält dann eine lineare Orts-Driftzeit-Beziehung.

In dieser Arbeit soll mit einer Driftkammer aber nicht der Ort x , sondern die Driftgeschwindigkeit gemessen werden. Um dieses auch bei kleinen Feldstärken zufriedenstellend zu erreichen, benötigt man im Driftraum ein sehr homogenes Feld, da sich die Driftgeschwindigkeit bei Inhomogenitäten in diesem Feldstärkebereich ändern kann.

Die Feldstärke für Driftkammern, bei denen die Hochspannung für das E-Feld an Streifen angelegt ist (z.B. PLUTO-Driftkammern zum Myon-Nachweis hinter einem Hadronenabsorber), ist in Abb. 5+6 zu sehen. Es treten dort größere Feldinhomogenitäten auf. Diese sind für die Messung der Driftgeschwindigkeit vor allem bei kleineren Feldstärken, nicht geeignet.

Der Aufbau einer Driftkammer mit einem homogenen elektrischen Feld im Driftraum ist in Kapitel 6.1. beschrieben.

Experimentell geht man folgendermaßen vor:

In dem Bereich, in dem keine Inhomogenitäten im E-Feld auftreten, werden an zwei Orten x_1 und x_2 Teilchen durch die Kammer geschickt und die entsprechenden Driftzeiten t_1 und t_2 gemessen. Mit:

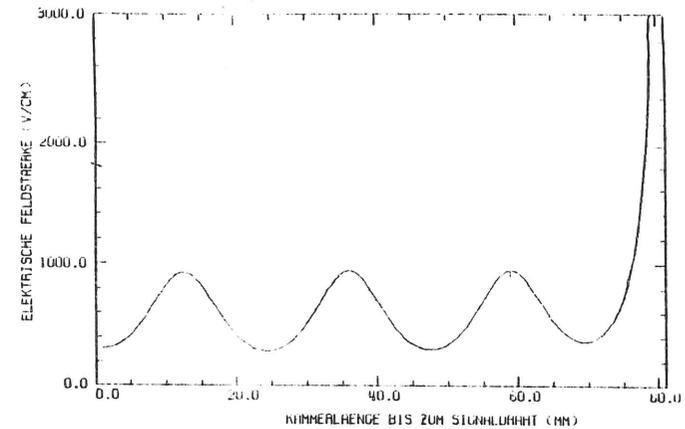


Abb. 5: Die elektrische Feldstärke in Kammermitte einer Streifenkammer mit 2 Potentialstreifen

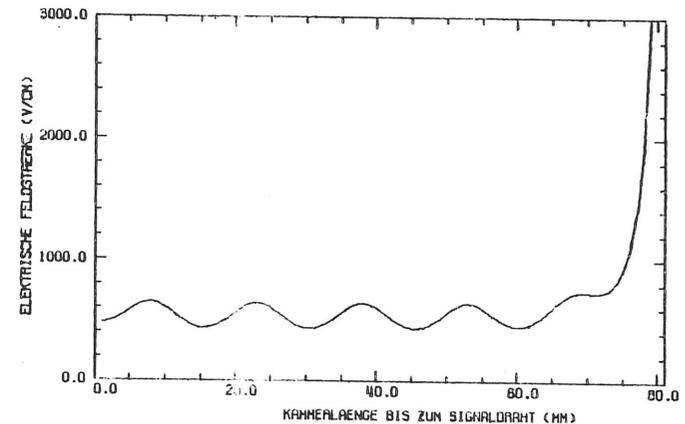


Abb. 6: Die elektrische Feldstärke in Kammermitte einer Streifenkammer mit 4 Potentialstreifen

$$v_D = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}$$

(2.4.)

berechnet sich dann die Driftgeschwindigkeit.

In Kapitel 2 wurde schon darauf hingewiesen, daß die Gasverstärkung der wichtigste Prozeß überhaupt beim Betrieb einer Driftkammer ist. An einem kleinen Beispiel soll erläutert werden, warum die Gasverstärkung benötigt wird. Anschließend soll der Einfluß von physikalischen Größen, wie Druck und Temperatur diskutiert werden.

Werden bei einem Teilchendurchgang etwa 50 Elektronen erzeugt, so bilden diese Ladungsträger ein Signal der Größe:

$$V = \frac{n e}{C} \quad (3.1.)$$

Für $n = 50$ und einer typischen Kammerkapazität von 10 pF erhält man ein Signal von $0,8 \text{ } \mu\text{V}$ Größe. Das liegt weit unter jeder Nachweisschwelle und auch ein Verstärker kann keine Abhilfe schaffen, da diese Signalgröße die Größenordnung des Eigenrauschens des Verstärkers hat. Man benötigt also mehr Elektronen, und genau die sollen durch die Gasverstärkung am Signaldraht entstehen.

Wird am Signaldraht eine positive Spannung angelegt, so folgt die resultierende Feldstärke einem $1/r$ -Gesetz:

$$E = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 r} \quad (3.2.)$$

Befindet sich ein Elektron im Punkt X (Abb. 7), so wird es zum Signaldraht hin beschleunigt. Da die Feldstärke zum Signaldraht hin stark ansteigt (Abb. 8), wird die Beschleunigung umso größer, je mehr sich das Elektron dem Signaldraht nähert.

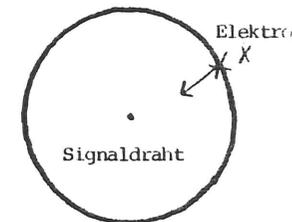


Abb. 7

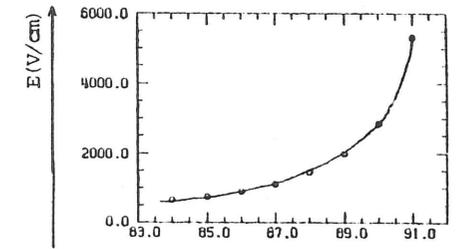


Abb. 8

Durch die Beschleunigung wird die Energie des Elektrons so groß, daß es selber Ionenpaare erzeugen kann. Diese neu gebildeten Elektronen werden auch im E-Feld beschleunigt und können ihrerseits wieder neue Ionenpaare bilden, usw. Es entsteht die Gasverstärkung (Lawinenvervielfachung), und wie man gesehen hat, ist sie auch

notwendig um ein genügend großes Signal am Signaldraht zu erhalten.

Geht man wieder von 50 Ionenpaaren aus und nimmt eine Gasverstärkung von 10^6 an, so erhält man rein rechnerisch ein Signal von etwa 15 mV, das zwar noch verstärkt werden muß, sich dann aber ohne weiteres weiterverarbeiten läßt.

Um den Signaldraht herrscht ein radialsymmetrisches Feld. Es ist verantwortlich für die Gasverstärkung. Diese sollte so groß sein, daß am Signaldraht ein Signal mit ausreichend hoher Pulshöhe vorhanden ist. Allerdings darf die Gasverstärkung auch nicht so groß werden, daß eine permanente Entladung zwischen Signaldraht und dem Kathodenmaterial auftritt.

Ist die Anzahl der bei der Gasverstärkung gebildeten Ladungsträger proportional zu den primären Ladungsträgern, so spricht man vom Proportionalbereich, in dem die Driftkammer dann arbeitet. In diesem Bereich kann auf die Art der Primärteilchen geschlossen werden. Dies ist im beschränkten Proportionalbereich nicht mehr möglich.

Im Geiger-Bereich kommt neben der oben beschriebenen Gasverstärkung noch Vervielfachung durch Photoeffekt. Dabei kann es zu selbstständigen Entladungen kommen, die zu großen Totzeiten der Driftkammer führen. Dies ist aber nicht erwünscht, sodaß die Driftkammer nicht im Geiger-Bereich arbeiten sollte.

Eine Driftkammer kann also nur im Proportional- bzw. im beschränkten Proportionalbereich betrieben werden.

Bezeichnet man mit n_0 die Anzahl der Elektronen an einer gegebenen Stelle x , so vergrößert sich diese Anzahl nach einem Weg dx um:

$$dn = n_0 \alpha dx \quad (3.3.)$$

$$dn/n_0 = \alpha dx$$

α ist das Reziproke der mittleren freien Weglänge und heißt erster Townsend-Koeffizient. Er ist ein Maß für die erzeugten Ionenpaare pro Einheitsdriftstrecke. α ist eine Funktion des Ortes, da sich mit dem Abstand zum Signaldraht auch die elektrische Feldstärke, und damit die Primärelektronenenergie ändert:

$$\alpha = \alpha(x) = \alpha(E) \quad (3.4.)$$

α/p ist für Edelgase in Abb.9 gegen die reduzierte Feldstärke E/p aufgetragen. Man erkennt deutlich die Feldstärkeabhängigkeit. Integration von Gleichung (3.3) ergibt:

$$M = n/n_0 = \exp \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right\} \quad (3.5.)$$

$x_2 - x_1$ ist die Strecke, auf der die Gasverstärkung stattfindet.

In ref.2 ist M explizit berechnet worden. Hier soll nur das Ergebnis dieser Rechnung angegeben werden:

$$M = \exp(a(\sqrt{2}kNE_c) \sqrt{\frac{V_0}{V}} (\sqrt{\frac{V_0}{V}} - 1)) \quad (3.6.)$$

k : gasspezifische Konstante

N : Anzahl der Moleküle pro Einheitsvolumen

E_c : "kritische Feldstärke", bei der die Gasverstärkung einsetzt

a : Signaldrahtradius

V_0 : Signaldrahtspannung

C : Kammerkapazität

V_T : Einsatzspannung für die Gasverstärkung

Mit der Annahme, daß V_0 sehr viel größer ist als V_T , wird der Exponent abhängig von der Ladung $Q = CV_0$: ($V_T \sim 20$ V; $V_0 \sim 2000$ V)

$$M = \exp(2 \sqrt{\frac{kNCa}{2\pi\epsilon_0 V_T}} V_0) \quad (3.7.)$$

$$M = \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{kN}{4\pi\epsilon_0^2 E_c}} \right\} \exp(CV_0) \quad (3.8.)$$

M steigt also exponentiell mit der Ladung $Q = CV_0$ pro Einheitslänge. Wie man weiter aus Gleichung (3.8.) sieht, ist die Gasverstärkung noch proportional zu $\exp(\sqrt{N})$. Dem entspricht (Gleichung(2.1.)) einer Proportionalität zu $\exp(\sqrt{p/T})$.

Die Gasverstärkung ist also sowohl druck-, als auch temperaturabhängig. Eine Temperaturänderung von 1 °C hat so zum Beispiel eine Änderung des Gasverstärkungsfaktors M von etwa 0,6 % zur Folge.

Das Ansteigen des Gasverstärkungsfaktors durch Erhöhen der Signaldrahtspannung kann nicht beliebig erfolgen. Dabei würde die Driftkammer den beschränkten Proportionalbereich verlassen und in den Geiger-Bereich übergehen. Bei zu großem M spielen, wie schon erwähnt, Sekundärprozesse, wie z.B. Photoemission, eine wesentliche Rolle. Diese können Sprühen oder gar zu Funkenüberschlägen in der Kammer führen und sie zerstören. So wurde eine phänomenologische Grenze für die Gasverstärkung in einer Driftkammer durch die Raether-Beziehung $\alpha x \sim 20$ festgelegt. Die Driftkammer arbeitet dann im beschränkten Proportionalbereich.

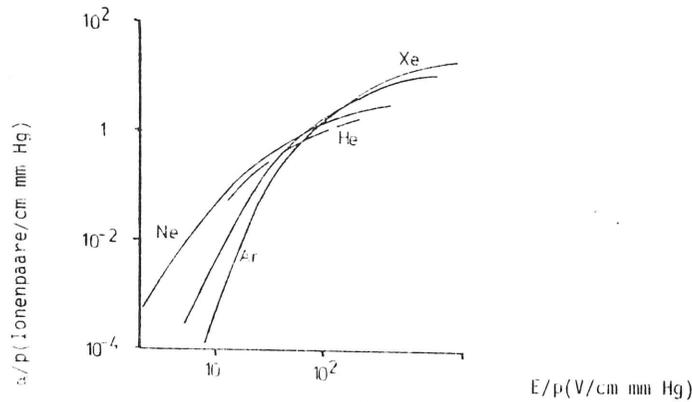


Abb. 9: α/p als Funktion der reduzierten Feldstärke E/p für Edelgase

Nachdem im letzten Kapitel der Prozeß der Gasverstärkung in Signaldrahtnähe beschrieben wurde, soll in diesem Kapitel näher auf die Bewegung der Elektronen im Drifttraum eingegangen werden. Da bei einer genauen Driftzeitmessung und einer genauen Kenntnis der Driftgeschwindigkeit eine hohe Ortsauflösung erreicht wird, sollen dann anschließend die Prozesse, die die Ortsauflösung begrenzen, diskutiert werden.

4.1.: DIE TRANSPORTKOEFFIZIENTEN

In diesem Kapitel werden die Driftgeschwindigkeit und die Elektronenmobilität in Gasgemischen besprochen. Die Diffusion, die ebenfalls zum Transport der Elektronen beiträgt, soll erst im nächsten Kapitel näher beschrieben werden, da sie mit anderen Prozessen die Ortsauflösung begrenzt.

Ausgangspunkt ist die Definition⁽⁴⁾:

$$v_D = \int_0^{\epsilon} v \cos(\omega) F(\epsilon, \omega) d\epsilon \quad (4.1.)$$

v_D : Driftgeschwindigkeit

v : mittlere Geschwindigkeit ($v = \sqrt{2\epsilon/m}$)

$F(\epsilon, \omega)$: Energieverteilungsfunktion

ϵ : Elektronenenergie

ω : Streuwinkel der Elektronen mit den Gasmolekülen

Um nun die Gleichung (4.1.) etwas zu vereinfachen, sollen zunächst Lösungen für $F(\epsilon, \omega)$ angegeben werden, und deren Abhängigkeit vom Druck und der Temperatur untersucht werden.

Die Verteilungsfunktion $F(\epsilon, \omega)$ läßt sich als Reihenentwicklung schreiben⁽⁴⁾

Für den Fall, daß sich kein Magnetfeld in der Kammer befindet, genügen zur Reihenentwicklung nur die beiden ersten Terme F_0 und F_1 :

$$F(\epsilon, \omega) = F_0(\epsilon) + F_1(\epsilon) \cos(\omega) \quad (4.2.)$$

Liegt zusätzlich noch ein Magnetfeld vor, so kommen zu diesen beiden Termen noch zwei weitere hinzu. Dieser Fall soll aber hier nicht weiter betrachtet werden. In den Experimenten werden auch keine Magnetfelder eingesetzt.

Es ist einfacher, die einzelnen Terme F_0 und F_1 zu berechnen, als direkt eine Lösung für $F(\varepsilon, \omega)$ anzugeben, das ganz allgemeine Ergebnis lautet⁽¹⁾

$$F_0(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \exp \left\{ - \int_0^{\varepsilon'} \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{(eE l_e(\varepsilon))^2 + 3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon kT} \right\} \quad (4.3.)$$

Bezeichnungsweise:

Λ : mittlerer Energieverlust eines Elektrons bei einem Stoß mit einem Gasmolekül.

ε : Elektronenenergie

$l_e(\varepsilon)$: mittlere freie Weglänge

T: Temperatur

k: Boltzmann-Konstante

C: Normierungskonstante

E: elektrische Feldstärke

Die Energieverteilung der Elektronen in Gasen ohne elektrische Felder ist gut bekannt; es ist die Maxwell-Verteilung:

$$F_0(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/kT) \quad (4.4.)$$

Der Übergang von Gleichung (4.3.) nach Gleichung (4.4.) ist einfach nachzuvollziehen: für sehr kleine Feldstärken oder sehr hohe Temperaturen gilt (ohne E-Feld wird der Term $(eE l_e(\varepsilon))^2$ ohnehin Null):

$$(eE l_e(\varepsilon))^2 \approx 3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon kT \quad (4.5.)$$

Damit wird das Integral zu:

$$\int_0^{\varepsilon'} \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon kT} = \varepsilon'/kT \quad (4.6.)$$

Andererseits ist bei hohen Feldstärken der temperaturabhängige Term praktisch zu vernachlässigen (z.B. beim Betrieb einer Driftkammer: $200 \text{ V/cm} \leq E \leq 1000 \text{ V/cm}$ sind typische Werte für die elektrische Feldstärke in einer Kammer):

$$(eE l_e(\varepsilon))^2 \geq 3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon kT \quad (4.7.)$$

man erhält dann für $F_0(\varepsilon)$:

$$F_0(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \exp \left\{ - \int_0^{\varepsilon'} \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{(eE l_e(\varepsilon))^2} \right\} \quad (4.8.)$$

$\Lambda(\varepsilon)$ beinhaltet sowohl den Energieverlust aufgrund der elastischen Stöße, wie auch den Energieverlust durch inelastische Prozesse. Die Energieabgabe durch elastische Stöße ist sehr klein ($=2m/M$; m: Elektronenmasse; M: Masse des Gasmoleküls). Im Gegensatz dazu kann der Energieverlust bei inelastischen Stößen sehr groß sein, da (abhängig von der Molekülgröße) unter Umständen sehr viele Schwingungs- bzw. Rotationsenergieniveaus angeregt werden können. Der Energieverlust wird durch eine Summe angegeben:

$$\Lambda(\varepsilon) = \sum_h \frac{\varepsilon_h l_{eh}(\varepsilon)}{\varepsilon l_h(\varepsilon)} \quad (4.9.)$$

l_{eh} und l_{in} sind die mittleren freien Weglängen zwischen zwei elastischen bzw. inelastischen Stößen. Der Index "h" deutet das "h-te" Energieniveau eines Moleküls an, das durch inelastische Stöße angeregt werden kann.

Noch einfacher liegen die Verhältnisse bei einatomigen Gasen (z.B. Argon), bei denen keine inelastischen Stöße (ausgenommen Elektronenanregung, aber die soll bei dieser Betrachtung nicht berücksichtigt werden) auftreten. Für diesen Fall kann $\Lambda(\varepsilon)$ einfach durch $2m/M$ ersetzt werden, und ist somit nicht mehr energieabhängig:

$$F_0(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} \exp \left\{ - \frac{6m}{M} \int_0^{\varepsilon'} \frac{\varepsilon d\varepsilon}{(eE l_e(\varepsilon))^2} \right\} \quad (4.10.)$$

Weitere Vereinfachungen können nicht mehr gemacht werden; die mittlere freie Weglänge bleibt energieabhängig. Differentieller Wirkungsquerschnitt und mittlere freie Weglänge haben eine Beziehung über die Gleichung:

$$\sigma_e(\varepsilon) = 1/(N l_e(\varepsilon)) \quad (4.11.)$$

In Abb.10 ist die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts noch einmal verdeutlicht. Die Anzahl der Moleküle pro Einheitsvolumen, N, ist eine Funktion von Druck und Temperatur:

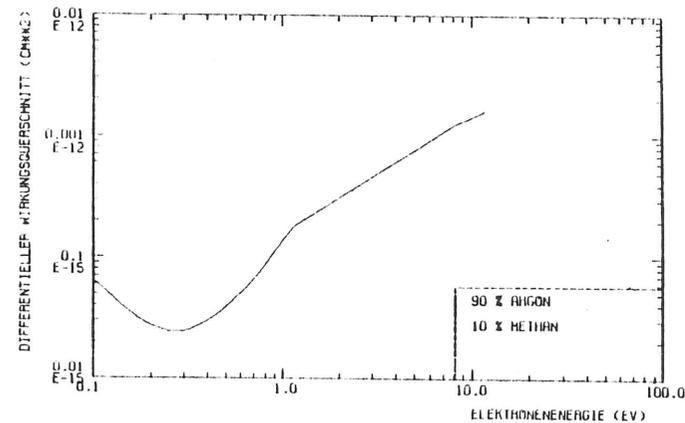
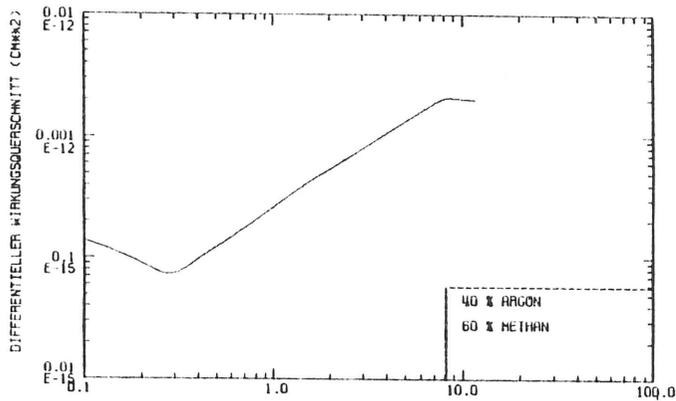
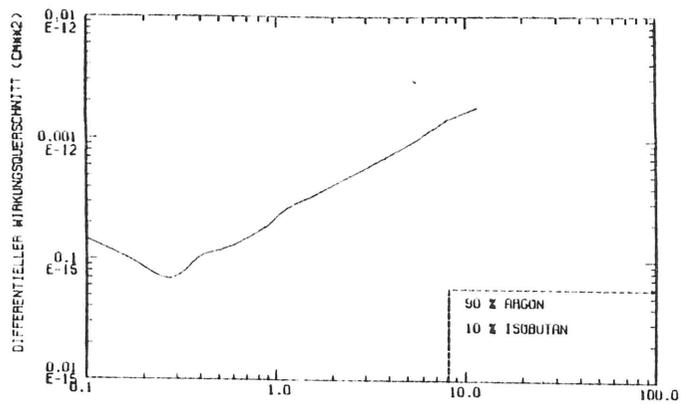


Abb. 10: Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Elektronenenergie für Gasgemische, die in einer Driftkammer verwendet werden können

$$N = N_0 \frac{p \cdot 273}{760 \cdot T} \quad (4.12.)$$

Zusammen mit Gleichung (4.10.) und (4.11.) erkennt man, daß $F_0(\epsilon)$ eine Funktion von p und T ist; da diese Größen in einer Exponentialfunktion stehen, ist die Abhängigkeit sehr stark:

$$F_0 \propto \exp(-p^2/T^2) \quad (4.13.)$$

Für Argon ist $F_0(\epsilon)$ nach Gleichung (4.10.) berechnet worden. Für $I_0(\epsilon)$ wurde eine Parametrisierung nach ref.1 eingesetzt. In den Abb. 11 a-d werden die Abhängigkeiten von Druck und Temperatur deutlich; die Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke wird in Abb. 12 herausgestellt.

Es wäre nun von Vorteil, wenn nun $F(\epsilon, \omega)$ in Gleichung (4.1.) durch $F_0(\epsilon)$ ersetzt werden könnte. Dabei soll zunächst Gleichung (4.2.) für $F(\epsilon, \omega)$ eingesetzt werden:

$$v_D = \int_0^{\epsilon'} \{ v \cos(\omega) F_0(\epsilon) + v \cos^2(\omega) F_1(\epsilon) \} d\epsilon \quad (4.14.)$$

Die Mittelung über $\cos(\omega)$ ergibt Null; die über $\cos^2(\omega)$ ergibt $1/3$; diese Mittelungen vereinfachen Gleichung (4.14.) erheblich, stellen aber noch nicht die endgültige Lösung dar:

$$v_D = \int_0^{\epsilon'} v/3 F_1(\epsilon) d\epsilon \quad (4.15.)$$

Durch Lösen der Bewegungsgleichung erhält man nach längerer Rechnung eine Beziehung zwischen $F_0(\epsilon)$ und $F_1(\epsilon)$. Diese kann dann in Gleichung (4.15.) eingesetzt werden⁽⁵⁾:

$$vF_1 = -eE_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial \epsilon} (vF_0(\epsilon)) + \frac{2eE_0}{mv} F_0(\epsilon) \right\} \quad (4.16.)$$

Mit

$$\frac{\partial v}{\partial \epsilon} = 1/mv \quad (4.17.)$$

folgt dann:

$$vF_1(\epsilon) = -eE_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial \epsilon} (vF_0(\epsilon)) - \frac{\partial}{\partial \epsilon} 2F_0(\epsilon) \right\} \quad (4.18.)$$

Abb. 11: Die Energieverteilungsfunktion $F_0(\epsilon)$ als Funktion des Druckes, der Temperatur und der Elektronenenergie

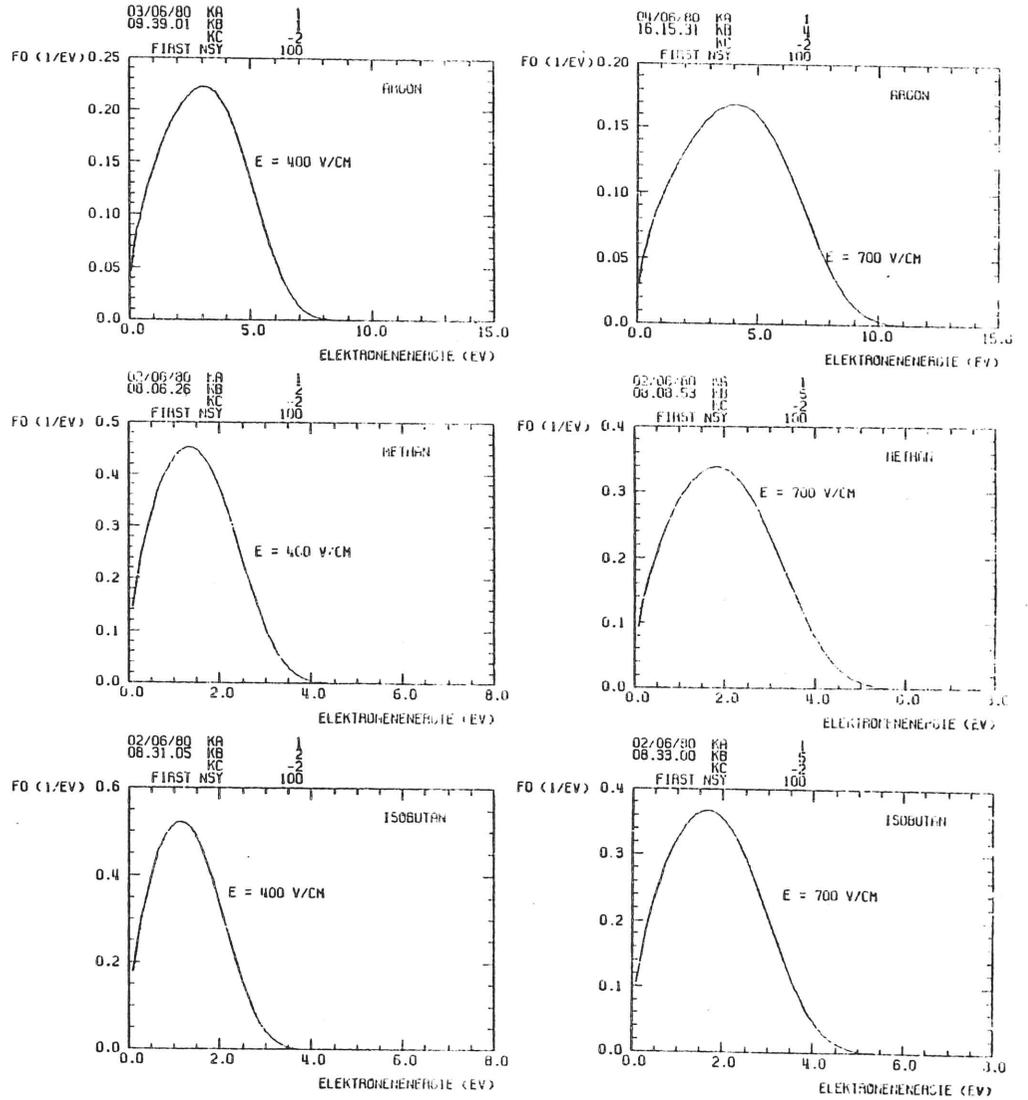
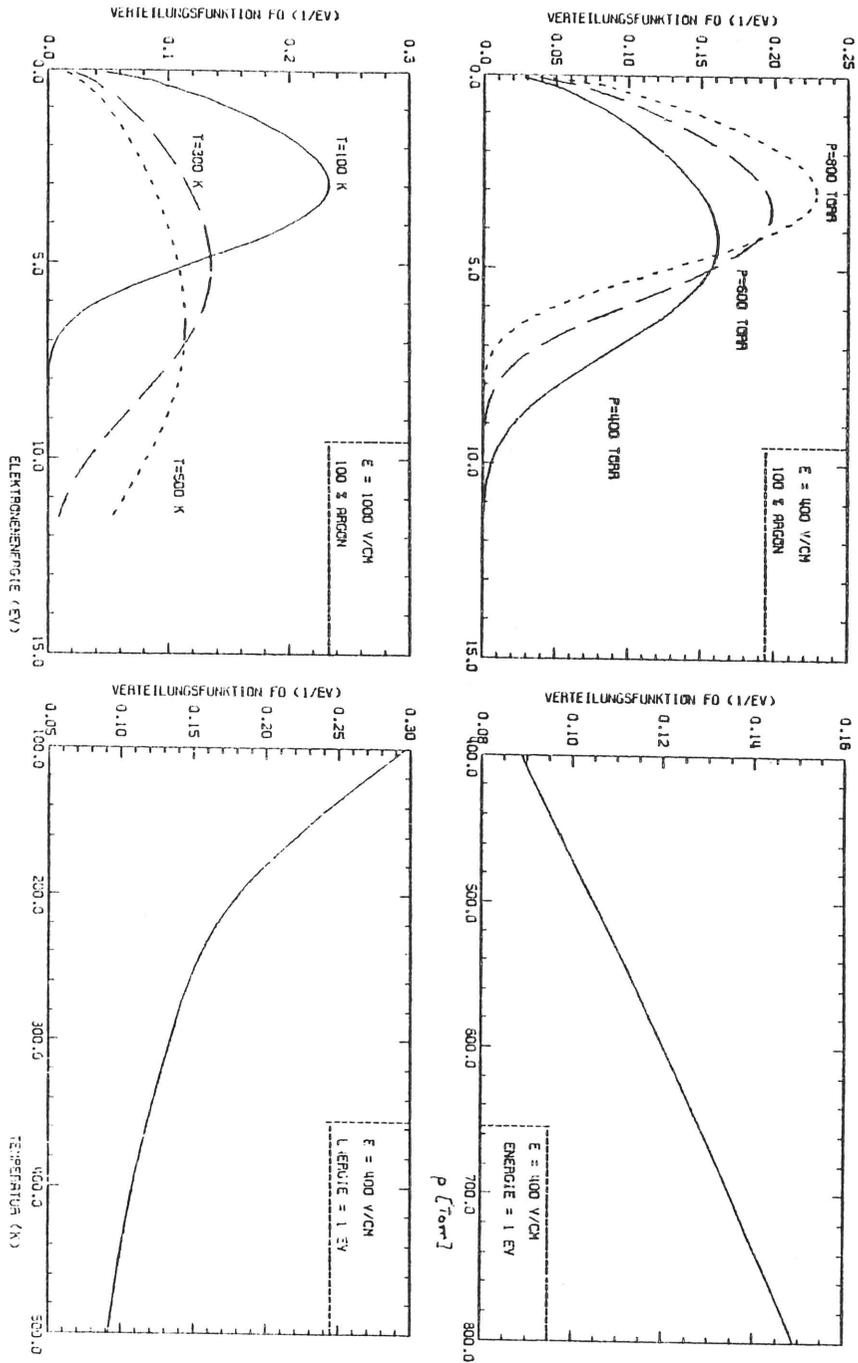


Abb.12: Die Energieverteilungsfunktion als Funktion der Elektronenenergie

Mit der Produkten- und der Quotientenregel aus der Differentialrechnung ergibt sich schließlich:

$$vF_1(\varepsilon) = -eE l_e(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \frac{F_0(\varepsilon)}{v} \right\} \quad (4.19.)$$

Dies kann nun in Gleichung (4.1.) eingesetzt werden und man erhält eine Beziehung zwischen der Driftgeschwindigkeit v_D und der Verteilungsfunktion $F_0(\varepsilon)$:

$$v_D = -2/3 \frac{eE}{m} \int_0^{\varepsilon'} l_e(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \frac{F_0(\varepsilon)}{v} \right\} \quad (4.20.)$$

In diese Gleichung kann nun $F_0(\varepsilon)$ nach den Lösungen (4.3.), (4.4.), (4.8.) oder (4.10.) eingesetzt werden. Während mit den Lösungen (4.3.), (4.4.) und (4.10.) v_D nur numerisch mit einem Computer berechnet werden kann, erhält man mit der Annahme, daß $F_0(\varepsilon)$ eine Maxwell-Verteilung ist, für kleine Feldstärken eine exakte Beziehung zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt. Diese Beziehung soll nun berechnet werden:

Die Normierungskonstante C in Gleichung (4.4.) berechnet sich zu:

$$C = 1/(kT)^{3/2} \Gamma(3/2) \quad (4.21.)$$

so daß für $F_0(\varepsilon)$ gilt:

$$F_0(\varepsilon) = \frac{1}{(kT)^{3/2} \Gamma(3/2)} \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/kT) \quad (4.22.)$$

Die partielle Ableitung von $(F_0(\varepsilon)/v)$ berechnet sich zu:

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} (F_0(\varepsilon)/v) = -\frac{1}{(kT)^{3/2} \Gamma(3/2)} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{1}{N\sigma_e(\varepsilon)} \exp(-\varepsilon/kT) \quad (4.23.)$$

und die zu lösende Gleichung für die Beziehung zwischen Driftgeschwindigkeit und differentiellem Wirkungsquerschnitt lautet:

$$v_D = 2/3 \frac{eE}{m(kT)^{3/2} \Gamma(3/2)} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\varepsilon'} \frac{1}{N\sigma_e(\varepsilon)} \exp(-\varepsilon/kT) d\varepsilon \quad (4.23a.)$$

Nach der Parametrisierung von ref.1 kann für $\varepsilon \leq 0,3$ eV die

Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge (des differentiellen Wirkungsquerschnitts) folgendermaßen separiert werden:

$$l_e = l_0 \sqrt{\varepsilon} \frac{T}{273} \quad (4.24.)$$

l_0 ist dabei eine Konstante. Damit folgt also:

$$v_D = -\frac{2}{3\sqrt{2}} \frac{eE T l_0}{(kT)^{3/2} \Gamma(3/2) 273 \sqrt{m}} \int \varepsilon^{3/2} \exp(-\varepsilon/kT) d\varepsilon \quad (4.25.)$$

Das Integral läßt sich mit ref.17 lösen und man erhält als endgültiges Ergebnis:

$$v_D = \frac{2}{3\sqrt{2}} \frac{eE \Gamma(5/2)}{m \Gamma(3/2) N\sqrt{\varepsilon} \sigma_e(\varepsilon)} \quad (4.26.)$$

In dem Bereich, in dem diese Gleichung gilt ($\varepsilon \leq 0,3$ eV), ist die Driftgeschwindigkeit proportional zum E-Feld. Mit Gleichung (4.24.) und mit $\sigma = 1/Nl_e$ fällt die Abhängigkeit von der Elektronenenergie weg.

Weiterhin ist die Driftgeschwindigkeit umgekehrt proportional zu N, der Anzahl der Moleküle pro Einheitvolumen. Mit Gleichung (4.12.) folgt dann: v_D ist proportional zur Temperatur und umgekehrt proportional zum Druck.

Das Verhalten der Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Feldstärken kann nicht allein mit Gleichung (4.26.) beschrieben werden. Für sehr kleine Feldstärken (bei denen $\varepsilon \leq 0,3$ eV) ist nach Gleichung (4.26.) ein Ansteigen der Driftgeschwindigkeit mit zunehmender Feldstärke zu erwarten. Für größere Feldstärken ist Gleichung (4.26.) aber nicht mehr gültig, da $F_0(\varepsilon)$ dann stark von der Maxwell-Verteilung abweicht.

Aus der Struktur des Gases läßt sich aber der Einfluß der elektrischen Feldstärke auf die Driftgeschwindigkeit verdeutlichen:

Bei einatomigen Gasen (z.B. Argon) fehlen Schwingungs- und Rotationsniveaus. Bei Stößen mit solchen Gasatomen geben die Elektronen nur einen kleinen Teil ihrer Energie ab ($=2m/M$), nehmen aber immer mehr Energie vom E-Feld auf. Man erwartet also, daß die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in solchen Gasen auch bei höheren Feldstärken mit zunehmendem E-Feld ansteigt.

Bei mehratomigen Gasen geben die Elektronen ab einer für das Gasgemisch charakteristischen Feldstärke sehr viel Energie durch inelastische Stöße mit den Gasmolekülen ab. Dabei werden Schwingungs- bzw. Rotationsenergieniveaus der Gasmoleküle angeregt. Hinzu kommt, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Elektronenenergie ansteigt. Daraus ergibt sich eine kleinere mittlere freie Weglänge. Die Elektronen können somit auch bei steigendem E-Feld nur noch eine begrenzte Energie auf einer mittleren freien Weglänge aufnehmen.

Damit ergibt sich zum Teil ein anderes Verhalten der Driftgeschwindigkeit als bei einatomigen Gasen: für kleine Feldstärken, bei denen die Energieaufnahme der Elektronen noch so gering ist, daß sie keine inelastischen Stöße mit den Gasmolekülen durchführen können, verhält sich die Elektronendriftgeschwindigkeit ähnlich wie bei einatomigen Gasen: sie wird mit zunehmender Feldstärke ansteigen. Bei größeren Feldstärken wird jedoch durch das Ansteigen des differentiellen Wirkungsquerschnitts für inelastische Stöße mit den Gasmolekülen und durch den hohen Energieverlust die Driftgeschwindigkeit nicht mehr mit wachsender Feldstärke zunehmen. So kann es zu einer feldstärkeunabhängigen Driftgeschwindigkeit kommen. Diesen Effekt bezeichnet man als Gassättigung.

Steigt der Wirkungsquerschnitt sehr stark an, so kann es sogar vorkommen, daß die Driftgeschwindigkeit mit zunehmender Feldstärke wieder kleiner wird. Sie durchläuft dann ein Maximum, dessen Ausprägung und Höhe von der Gaszusammensetzung abhängt.

Aus dem eben Gesagten und aus Gleichung (4.25.) kann man also entnehmen:

$$v_D = f(E, p, T) \quad (4.27.)$$

und für den Fall, daß Gassättigung auftritt:

$$v_D = f(p, T) \quad (4.28.)$$

Wie der genaue Verlauf der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke ist, soll im experimentellen Teil dieser Arbeit für verschiedene Gasgemische untersucht werden.

4.2.: DIE ORTSAUFLÖSUNG

Bei sehr genau bekannter Driftgeschwindigkeit und durch eine sehr genaue Zeitmessung erreicht die Driftkammer im Vergleich zu anderen Ortsdetektoren (z.B. Funkenkammer, Proportionalkammer) die beste Auflösung. Die Prozedere, die die Ortsauflösung bei einer Driftkammer begrenzen, sollen nun im einzelnen diskutiert werden.

Die Ortsauflösung hängt im wesentlichen von vier Komponenten ab:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{sp}^2 + \sigma_{ion}^2 + \sigma_{diff}^2 + \sigma_{el}^2} \quad (4.29.)$$

Auf diese vier Komponenten soll nun näher eingegangen werden.

a) Während des Prozesses der primären Ionisation kann es zu einer Spurverbreiterung kommen. σ_{sp} stellt die Komponente dar, die durch diese Spurverbreiterung entsteht.

Um diese Verbreiterung verstehen zu können, ist es sinnvoll zu fragen, was im einzelnen bei der primären Ionisation geschieht.

Es kann bei der primären Ionisation zu inelastischen Stößen der geladenen Teilchen mit den Valenzelektronen der Atome kommen: es werden dabei positive Ionen und Elektronen gebildet. Dabei spielt das Kammergas eine große Rolle, da die Ionisierungsenergien für ein Valenzelektron sehr unterschiedlich sein können. Dieser Prozeß reicht aber zur Beschreibung der primären Ionisation nicht aus. Daneben können noch Ionisation der inneren Schalen der Atomhüllen auftreten. Die bei einem anschließenden Übergang eines Elektrons aus einer höheren Schale in eine niedrigere entsethe γ -Strahlung kann hauptsächlich an den Kathodenflächen einen Photoeffekt auslösen.

Werden bei einer Ionisation den erzeugten Elektronen größere kinetische Energien übertragen, so sind diese selber in der Lage, inelastische Stöße durchzuführen. Man bezeichnet so erzeugte Elektronen auch als δ -Elektronen. Dieser Effekt trägt natürlich zur Spurbreite bei. Die Häufigkeit für eine solche Ionisation hängt stark von der Elektronenenergie ab, sie hat ein Maximum bei etwa 100 eV⁽⁶⁾. In Abb. 13 ist ein Beispiel gezeigt, wie sich die gesamte Ionisation von der primären Ionisation unterscheidet⁽⁶⁾.

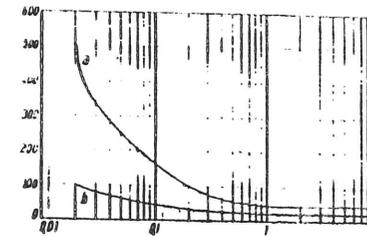


Abb. 13: Der Unterschied zwischen der gesamten und der primären Ionisation

x-Achse: Elektronenenergie (eV)
y-Achse: spez. Ionisation (Ionen./cm)

Da die δ -Elektronen nur selten die Bewegungsrichtung des Primärteilchens besitzen, wird durch sie die Spurbreite vergrößert, die zum σ_{sp} führt. Die Teilchenspurbreite hängt also von der Anzahl der δ -Elektronen und ihrer Reichweite ab. Die relative Anzahl der δ -Elektronen mit der Energie $E \geq E_0$ ist in einer Näherung durch eine modifizierte Bethe-Bloch-Formel gegeben:

$$N(E \geq E_0) \sim \frac{KZ}{A\beta^2} \rho d \left\{ \frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M} \right\} \quad (4.30.)$$

Z: Ordnungszahl des Atoms (= Protonenzahl im Kern)

A: Atommasse

ρ : Dichte des Kammergases

d: Strecke, die das geladene Teilchen im Gasvolumen durchquert

E_M : maximaler Energieübertrag

K: Konstante

Für eine höhere Dichte, d.h. mit steigendem Druck, nimmt die Reichweite der δ -Elektronen zwar ab, aber nach Gleichung (4.30.) nimmt die Anzahl zu. Aus diesen beiden Effekten ergibt sich eine Resultierende, die in Abb. 14 zu sehen ist.

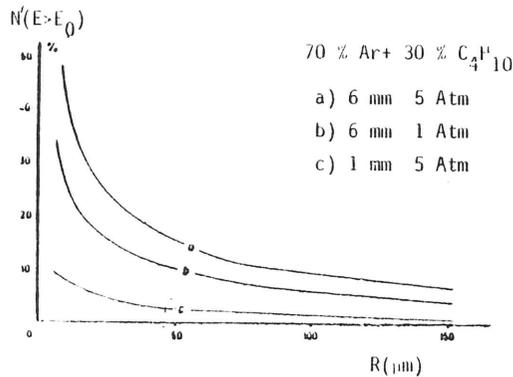


Abb. 14: Relative Anzahl von Elektronen mit einer Energie größer als E_0

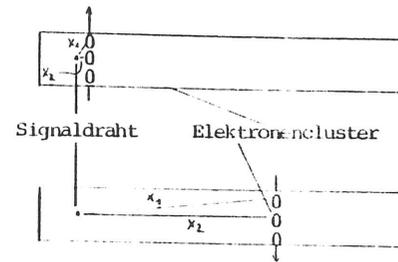
σ_{sp} ist demnach eine Funktion des Druckes. Natürlich ist σ_{sp} unabhängig von der Driftstrecke x .

b) σ_{ion} ergibt sich aus der Tatsache, daß die Elektronen nicht alle einzeln, sondern in größeren Verbänden (sogenannten Elektronen-Clustern) den Signaldraht erreichen^(3,7) σ_{ion} ist abhängig vom Ort des Teilchendurchgangs: Abb.15a,b zeigt, daß bei Teilchendurchgängen nahe am Signaldraht die einzelnen Cluster unterschiedlich große Driftstrecken zurücklegen müssen, ehe sie zum Signaldraht gelangen. Bei längeren Driftstrecken ist dieser Effekt praktisch zu vernachlässigen. Dadurch ergibt sich bei kleinen Driftstrecken eine größere Ortsungenauigkeit, je näher der Teilchendurchgang am Draht liegt. Für Teilchendurchgänge mit der resultierenden Driftstrecke $x=0$ in der Kammer ist die Ortsungenauigkeit gegeben durch:

$$\sigma_{ion} = \frac{1}{\sqrt{2} N'} \quad (4.31.)$$

In dieser Formel bezeichnet N' die mittlere Anzahl der primären Elektronen in einem Cluster.

Elektronen in einem Cluster.



a) Teilchendurchgang in Signaldrahtnähe, $x_1 > x_2$

b) Teilchendurchgang weit entfernt vom Signaldraht, $x_1 = x_2$

b)

Neben der Ortsabhängigkeit ist σ_{ion} noch abhängig von der Dichte ρ (vom Druck p) des Kammergases: mit zunehmender Dichte steigt N' (Abb.16)⁽⁷⁾ σ_{ion} ist also sowohl orts-, als auch druckabhängig.

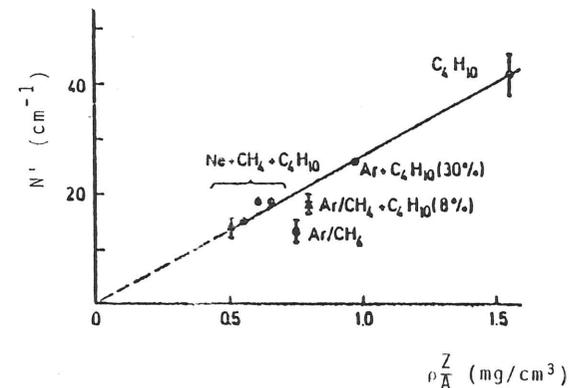


Abb. 16

c) Die Bewegung ohne äußere Einflüsse (z.B. elektrisches Feld) wird als Diffusion bezeichnet. Dieser Effekt liefert ebenfalls einen Term zur Ortsauflösung und wird mit σ_{diff} bezeichnet.

Ausgangspunkt zur Berechnung von σ_{diff} ist die Diffusionsgleichung und deren Lösung:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} \quad (4.32.)$$

In dieser Form gilt die Diffusionsgleichung allerdings nur für den Fall, daß kein elektrisches Feld in der Kammer vorhanden ist. $n(x,t)$

beschreibt die Elektronendichte am Ort x und zur Zeit t ; D ist der Diffusionskoeffizient. Gleichung (4.32.) sagt aus, daß sich die Elektronendichte $n(x,t)$ mit der Zeit räumlich verändert, ohne daß äußere Kräfte (z.B. elektrisches oder magnetisches Feld) auf die Elektronenverteilung wirken. Die Lösung dieser Gleichung lautet:

$$n(x,t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left\{-\frac{x^2}{4Dt}\right\} \quad (4.33.)$$

Man sieht, daß die Lösung der Diffusionsgleichung einer Gauß'schen Verteilung folgt. Demnach kann man auch gleich die halbe Breite dieser Verteilung angeben:

$$\delta x = \sqrt{2Dt} \quad (4.34.)$$

Beim Betrieb einer Driftkammer herrscht im Driftraum aber immer ein elektrisches Feld, und so ist es sinnvoll eine Beziehung zwischen dem Diffusionskoeffizienten und der elektrischen Feldstärke herzuleiten.

In einem E-Feld ist der Diffusionskoeffizient definiert durch⁽¹⁾:

$$D = \frac{1}{3} \int_0^{\varepsilon'} \{l_e(\varepsilon) v F(\varepsilon, \omega)\} d\varepsilon \quad (4.35.)$$

$F_0(\varepsilon)$ ist hier wieder der erste Term der Reihenentwicklung für die Energieverteilungsfunktion $F(\varepsilon, \omega)$.

In diese Gleichung kann nun $F_0(\varepsilon)$ wieder nach den beschriebenen Lösungen von Kapitel 4.1. eingesetzt werden. Die Rechnung mit der Maxwell-Verteilung verläuft ganz analog zur der, in der die Driftgeschwindigkeit als Funktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts berechnet wurde (siehe dazu Kapitel 4.1.). Als Ergebnis erhält man:

$$D = \frac{kT v_D}{eE} \quad (4.36.)$$

Es muß noch einmal darauf hingewiesen werden, daß dieses Ergebnis nur für kleine elektrische Feldstärken (bei denen die Elektronenenergie $\varepsilon \leq 0,3$ eV ist) gilt.

Der Diffusionskoeffizient ist zwar umgekehrt proportional zum E-Feld, aber bei diesen Feldstärken ist v_D ebenfalls noch feldstärkeabhängig.

Nachdem nun die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der elektrischen Feldstärke untersucht wurde, soll jetzt der Anteil, der durch die Diffusion zur Begrenzung der Ortsauflösung beiträgt, berechnet werden.

Betrachtet man die Diffusion in einer Driftkammer, so ist t die Driftzeit vom Teilchendurchgang bis zu dem Zeitpunkt, an dem die Elektronen den Signaldraht erreichen. t läßt sich durch die Driftstrecke x und der Driftgeschwindigkeit v_D ausdrücken. Mit Gleichung (4.34.) erhält man dann für δx :

$$\delta x = \sqrt{\frac{2Dx}{v_D}} \quad (4.37.)$$

Per Definition gilt (μ ist die Elektronenmobilität):

$$v_D = \mu E \quad (4.38.)$$

Somit ergibt sich schließlich:

$$\delta x = \sqrt{\frac{2Dx}{\mu E p}} \quad (4.39.)$$

Betrachtet man n Elektronen, die am Teilchendurchgangsort x entstanden sind, auf ihrem Weg zum Signaldraht, so ist die Dispersion des k -ten Elektrons, das den Signaldraht erreicht, gegeben durch⁽¹¹⁾:

$$\sigma_{\text{diff}} = \delta x \sqrt{\left\{ \frac{1}{2 \ln n} + \frac{N}{\sum_{m=k}^N \frac{1}{m^2}} \right\}} \quad (4.40.)$$

Da die Elektronik, die heute bei der Auslese einer Driftkammer normalerweise verwendet wird, schon auf die ersten am Signaldraht ankommenden Elektronen triggert, kann man zunächst einmal annehmen, daß $k=1$ ist. Für $n \rightarrow \infty$, d.h. für sehr hohe Primärelektronendichten, gilt dann:

$$\sum_{m=k}^n \frac{1}{m^2} = \frac{\pi^2}{6} \quad (4.41.)$$

σ_{diff} wird dann zu:

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{0,9}{\sqrt{\ln n}} \delta x \quad (4.42.)$$

Insgesamt wurde also festgestellt, daß die Diffusion orts- und druckabhängig ist: genau gesagt, σ_{diff} ist proportional zu $\sqrt{x/p}$. Außerdem ist σ_{diff} noch schwach von der Primärelektronendichte abhängig; σ_{diff} ist proportional zu $\sqrt{\ln n}$. Daß dieser Anteil auch noch feldstärkeabhängig ist, wurde durch die Berechnung des Diffusionskoeffizienten gezeigt.

d) Auch die Elektronik hat eine endliche Auflösung. Sie ist bedingt durch eine endliche Bandbreite der einzelnen Bauelemente. Dieser Anteil wird mit σ_{el} bezeichnet. Welche Auswirkungen die Elektronik auf das Auflösungsvermögen hat, soll hier an einem kleinen Beispiel gezeigt werden:

Der Vielkanalimpulshöhenanalysator qVt-Model 3001 von LeCroy hat einen eingebauten TDC zur Zeitmessung. Im t-mode des Vielkanals mit einer "full-scale-time" von 100 nsec belegt eine Zeitdifferenz zwischen zwei Impulsen von 100 nsec die Kanäle 0 bis 255. Die Zeitauflösung pro Kanal ergibt sich dann zu:

$$\frac{dt}{\text{Kanal}} = \frac{100 \text{ nsec}}{256 \text{ Kanäle}} = 0,385 \text{ nsec/Kanal} \quad (4.43.)$$

Um nun auf die dazugehörige Ortsauflösung zu kommen, benötigt man noch die Driftgeschwindigkeit v_D der Elektronen im elektrischen Feld. Nimmt man an, daß diese bei typischerweise 5 cm/ μ sec liegt, so erhält man:

$$\frac{\sigma}{\text{Kanal}} = \frac{v_D dt}{\text{Kanal}} = 19,25 \mu\text{m/Kanal} \quad (4.44.)$$

Für diesen Fall ist also $\sigma_{el} = 19,25 \mu\text{m}$. Es ist klar, daß σ_{el} unabhängig von der Driftstrecke und vom Druck ist. Durch die Umrechnung der Zeitauflösung in eine Ortsauflösung nimmt σ_{el} mit steigender Driftgeschwindigkeit linear zu.

Betrachtet man nun alle Komponenten und deren Abhängigkeiten von der Driftstrecke, dem Druck und der elektrischen Feldstärke, so läßt sich schreiben:

$$\sigma(x,p,E) = \sqrt{\sigma_{sp}^2(p) + \sigma_{ion}^2(x,p) + \sigma_{diff}^2(x,E,p) + \sigma_{el}^2} \quad (4.29a.)$$

Bei der Wahl des Kammergases müssen nun alle Prozesse, die in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben wurden, berücksichtigt werden. So werden an das Kammergas folgende Anforderungen gestellt, die noch im einzelnen beschrieben werden sollen:

- a) Hohe Gasverstärkung am Signaldraht
- b) Photonenabsorption durch ein Löschgas
- c) Konstante Driftgeschwindigkeit
- d) Hohe Driftgeschwindigkeit im Vergleich zur Diffusion

a) Beim Betrieb einer Driftkammer benötigt man die Gasverstärkung, um ein meßbares Signal zu erhalten. So ist es sicher von Vorteil, wenn die Anzahl der gebildeten Primärelektronen groß ist. Aus Abb.17 ist zu erkennen, daß mit abnehmenden Zusätzen zu Argon der erste Townsend-Koeffizient bei gleicher elektrischer Feldstärke größer wird. In Kapitel 3 wurde die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom ersten Townsend-Koeffizienten gezeigt:

$$M = n/n_0 = \exp \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right\}$$

M ist dabei der Gasverstärkungsfaktor

So kann also angenommen werden, daß reines Argon eine höhere Gasverstärkung erzeugt als ein Gemisch aus Argon und einem mehratomigen Gas.

Auch andere Edelgase können statt Argon verwendet werden, da nach Abb.18 die spezifische Ionisation ab einer bestimmten elektrischen Feldstärke etwa bei allen Edelgasen gleich ist.

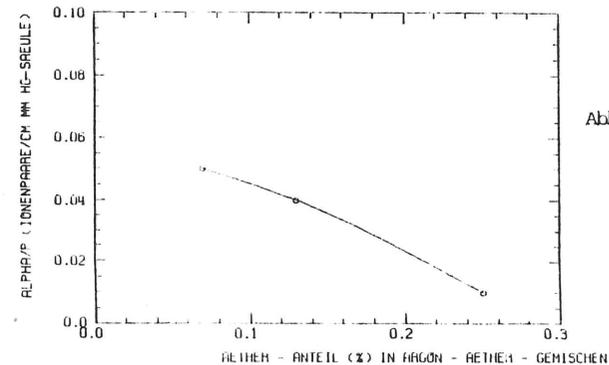


Abb. 17

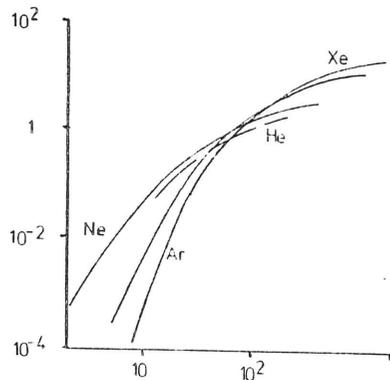


Abb. 18: Die Anzahl der gebildeten Ladungsträger pro cm in Edelgasen

Dadurch, daß man beim Betrieb einer Driftkammer auf die Gasverstärkung angewiesen ist, werden somit Edelgase bei der Wahl des Kammergases eine große Rolle spielen, um für die Gasverstärkung keine unnötig hohen Signaldrahtspannungen anlegen zu müssen.

Leider reicht ein Edelgas als Kammergas allein nicht aus: während des Prozesses der Gasverstärkung bilden sich nebenbei auch angeregte Atome, die nur durch einen Strahlungsübergang in den Grundzustand übergehen können:



Dies führt dann zum nächsten Punkt der Betrachtungen:

b) Die minimale Energie der emittierten Photonen beträgt bei Argon etwa 11,6 eV und ist somit größer als das erste Ionisierungspotential des Kathodenmaterials (z.B.: Al: ~ 3 eV; Cu: ~ 7 eV). Die Folge wären Photoelektronen, die ihrerseits wiederum eine Vervielfachung auslösen können.

Dieses Verhalten führt zu Fehlern in der Auswertung der Ausgangssignale einer Driftkammer: schon bei mäßiger Gasverstärkung ($M \sim 10^3 - 10^4$) tritt eine permanente induzierte Entladung auf. Die positiven Ionen wandern nur langsam zu den Kathodenflächen und bilden praktisch eine positive Raumladungswolke um den Signaldraht. Dadurch nimmt die maximal zu verarbeitende Zählrate ab.

Um dennoch zu vernünftigen Ergebnissen bei der Messung mit reinem Argon zu kommen, kann die Ausgangspulsbreite so gewählt werden, daß sie die zeitliche Länge der gesamten Mehrfachpulse hat. Dieses Verfahren führt aber nur dann zu richtigen Ergebnissen, wenn das Photoelektronensignal zeitlich nach dem Driftelektronensignal erscheint. Dies ist aber nicht immer der Fall. Also braucht man andere Lösungen.

Mehratomige Gase können diese Photonen absorbieren. Diese Gase, meist sehr komplexe Moleküle, besitzen eine große Anzahl von Energieniveaus, die nicht durch einen Strahlungsübergang in den Grundzustand übergeführt werden können. Es sind dies Rotations- bzw. Schwingungsniveaus. Mittels Photonenabsorption kann ein solches Molekül in ein höheres Energieniveau angehoben werden.

Schon verhältnismäßig kleine Moleküle, wie z.B. Methan, sind in der Lage, Photonen mit einem relativ großen Energiespektrum zu absorbieren. (CH_4 : Energiebereich für Photonenabsorption: 7,9 eV bis 14,5 eV⁽¹⁰⁾) So ist Methan also in der Lage, alle in Argon entstandenen Photonen zu absorbieren, sofern diese die erste Ionisierungsenergie besitzen.

Diese wichtige Eigenschaft (sog. "löschen") besitzen viele organische Verbindungen (Kohlenwasserstoffe, Alkohole, usw.), aber auch anorganische Stoffe (Kohlendioxid, Kohlenmonoxid, Bromfluorid, usw.) können Photonen mit einem relativ großen Energiespektrum absorbieren.

Weiterhin gibt es Stoffe, die das Energieangebot der Photonen zur Dissoziation verwenden. Ein Vertreter dieser Gruppe ist das Äthylen (C_2H_4), daß eine chemische Doppelbindung zwischen den beiden C-Atomen besitzt. Diese Doppelbindung kann durch energiereiche Photonen entweder in eine chemische Einfachbindung, die einen energetisch günstigeren Zustand darstellt, übergeführt, oder gar ganz aufgebrochen werden, wobei dann zwei CH_2 -Radikale entstehen.

Radikale können bei ihrer Neutralisation zwei verschiedene Reaktionsmechanismen durchlaufen:

- 1) sie können in einfache Moleküle rekombinieren.
- 2) sie können ungewöhnlich große Komplexe bilden (Polymerisation) (CH_2 -Radikale können beispielsweise zu Polyäthylen ($(CH_2)_n$ polymerisieren.)

Aufgrund ihres Absorptionsvermögens für Photonen können solche Moleküle in entsprechend kleinen Mengen als Zusatz zu Edelgasen dienen, wobei sich das Verhalten der Driftkammer vollkommen ändert.

Wichtig ist, daß nur sehr kleine Mengen als Zusatz verwendet werden können, da die Endprodukte nach der Polymerisation im allgemeinen feste Stoffe sind, die sich an den Potentialstreifen bzw. -drähten oder am Signaldraht ablagern können.

Isobutan kann ebenfalls in kleinen Mengen als Zusatz zu Edelgasen verwendet werden. Gegenüber Methan ist es schon ein relativ großes Molekül, und ist daher in der Lage, ein noch größeres Photonenenergiespektrum zu absorbieren. (Die Anzahl der Schwingungs- bzw. Rotationsenergieniveaus steigt mit der Größe des Moleküls).

Es gibt also eine ganze Reihe von Stoffen, die die in Argon entstehenden Photonen absorbieren können, ohne selber γ -Strahlung abzugeben.

c) Es gibt noch einen weiteren, noch wichtigeren Grund, warum als Kammergas keine einatomigen Gase gewählt werden können:

Im allgemeinen besitzen Driftkammern, die als sogenannte Streifenkammern (Abb.2) ausgelegt sind, kein allzu homogenes elektrisches Feld in ihren Driftträumen. Die elektrische Feldstärke schwankt in Richtung zum Signaldraht mehr oder weniger stark (siehe dazu Kapitel 6.1.). Die Driftgeschwindigkeit ist aber für Edelgase nicht unabhängig von der elektrischen Feldstärke E ; sie steigt mit zunehmender Feldstärke an, ohne ein Plateau zu erreichen.

Die Elektronen haben auf ihrem Weg zum Signaldraht daher keine einheitliche Driftgeschwindigkeit und die Ortsbestimmung aus Driftzeit und Driftgeschwindigkeit ist – wenn nicht gar unmöglich – so doch recht kompliziert, da dann die elektrische Feldstärke sowohl vom Betrag als auch von der Richtung her in jedem Punkt der Kammer bekannt sein muß. Es fehlt die lineare Orts-Zeit-Beziehung (2.3.).

Um nun eine lineare Orts-Zeit-Beziehung zu erhalten, werden zu den Edelgasen noch Beimischungen mehratomiger Gase zugegeben. Inelastische Stöße der Elektronen mit diesen Gasmolekülen bewirken einen hohen Energieverlust. Der steigende differentielle Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Elektronenenergie ist dann die Voraussetzung für eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit (Gassättigung).

Diese Gassättigung ist für unterschiedliche Gasgemische verschieden, da die Anzahl der Schwingungs- und Rotationsniveaus für verschiedene mehratomige Gase unterschiedlich ist.

Die Energieabgabe der Driftelektronen kann auch, je nach Gasgemisch, so groß werden, daß sich gar kein Geschwindigkeitsplateau ausbilden kann, sondern die Driftgeschwindigkeit fällt nach Durchlaufen eines Maximalwertes zu höheren Feldstärken wieder ab. Dies ist vor allem bei geringen Zusätzen ($\leq 10\%$) von Isobutan und Methan zu Argon gemessen worden⁽¹²⁻¹⁴⁾

Ganz allgemein kann man sagen, daß, ähnlich wie in Abschnitt b), das Vorhandensein von Molekülen, die zu Schwingungen und Rotationen fähig sind, von Bedeutung ist. Schon geringe Anteile zu Edelgasen können das Verhalten der Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken vollkommen ändern.

Spezielle Gasgemische aus Argon, Methan und Isobutan weisen nicht nur eine hohe Gasverstärkung auf, sondern besitzen auch ein sehr großes Driftgeschwindigkeitsplateau. Sie sind deshalb für den Betrieb einer Driftkammer besonders gut geeignet.

d) Die Diffusion der Elektronen im Gasgemisch soll gegenüber der Driftgeschwindigkeit vernachlässigbar sein. Hohe Anteile der Diffusion am Transportmechanismus der Elektronen würde zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung führen. Da die Diffusion mit zunehmender Feldstärke kleiner wird, dagegen die Driftgeschwindigkeit größer bzw. konstant bleibt, ist dieser Punkt in den meisten Fällen unkritisch.

Es gibt aber auch Gase, wie z.B. reines Argon, die eine sehr kleine Driftgeschwindigkeit haben. Sie ist im Gegensatz zur Driftgeschwindigkeit bei Argon-Isobutan-Gemischen um fast eine Größenordnung kleiner und die Diffusion kann hier nicht mehr vernachlässigt werden.

Da die Driftgeschwindigkeit in Argon mit steigender Feldstärke ständig wächst, wird sie erst bei sehr hohen Feldstärken so groß, daß die Diffusion vernachlässigbar ist ($E \geq 10000$ V/cm). Bei diesen Feldstärken arbeiten aber zur Zeit keine Driftkammern.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß hohe Gasverstärkung mit Edelgasen erreicht wird. Dies ist auch der wesentliche Bestandteil des Kammergasgemisches. Photonenabsorption und die Voraussetzung für eine konstante Driftgeschwindigkeit liefern mehratomige Komponenten, wie Methan, Isobutan oder Kohlendioxid. Bei fast allen Gasgemischen, ausgenommen den reinen Edelgasen, ist die Driftgeschwindigkeit bei typischen Driftkammerfeldstärken (200 V/cm $\leq E \leq 1000$ V/cm) so groß, daß die Diffusion vernachlässigt werden kann.

KAPITEL 6: DER EXPERIMENTELLE AUFBAU UND DIE MEßERGEBNISSE

Mit einer Driftkammer sollen nun die Driftgeschwindigkeit, die Ortsauflösungen bei unterschiedlichen elektrischen Größen und verschiedenen Gasgemischen gemessen werden.

Zunächst soll auf den mechanischen Aufbau der Driftkammer kurz eingegangen werden. In Kapitel 6.2. wird das Experiment am Elektronenstrahl beim DESY beschrieben und die Meßresultate diskutiert. Die Erzeugung von Primärelektronen durch einen Funken in der Driftkammer und die Ergebnisse mit dieser Methode werden in Kapitel 6.3. beschrieben.

6.1.: DER MECHANISCHE AUFBAU DER DRIFTKAMMER

Für kleine elektrische Feldstärken ($E \leq 200$ V/cm) ist die Driftgeschwindigkeit für fast alle Gasgemische feldstärkeabhängig. Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit mit einer Driftkammer benötigt man deshalb ein sehr homogenes elektrisches Feld im Driftraum. Wie schon in Kapitel 1 gezeigt wurde, weisen sog. Streifenkammern (das Potential für die Feldstärke wird bei diesen an Streifen angelegt) stärkere Inhomogenitäten auf, und sind so nicht für diese Meßung geeignet. Abb.19 zeigt diese Inhomogenitäten für die Kammermitte, sowie in Streifennähe. Diese Inhomogenitäten veranlassen die Elektronen eine größere Strecke zum Signaldraht zurückzulegen, als dies in einem homogenen Feld der Fall wäre.

Berechnet man aber $\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$ für unterschiedliche Streifenzahlen pro Einheitsstrecke, so erkennt man, daß mit zunehmender Streifenzahl ΔE kleiner wird, und somit wird das elektrische Feld homogener (Abb.20).

Es erscheint also sinnvoll, statt der Streifen sehr viele dünne Drähte (Potentialdrähte) für den Driftraum zu wählen.

Um elektrostatische Kräfte zwischen den Drähten nach Anlegen der Hochspannung zu kompensieren, wurden sie zwischen zwei Epoxy-Platten gespannt, und die Enden auf zwei Platinen festgelötet.

Der Abstand der Potentialdrähte wurde von zwei Gewindestangen festgelegt; er beträgt 2,5 mm. Da die einzelnen Potentialdrähte untereinander keinen elektrischen Kontakt haben dürfen, wurden Plastik-Gewindestangen verwendet.

Die mechanische Konstruktion einer Potentialebene zeigt Abb.21. Zwei Potentialebenen wurden so miteinander verbunden, daß die Drähte der oberen Potentialebene zu denen der Unteren einen Abstand von 15 mm besitzen. Dazu dienen vier Abstandsstücke, von denen je zwei am äußeren Ende der Epoxy-Platten angeschraubt sind. Diese Konstruktion

Abb. 19: Die elektrische Feldstärke in Kammermitte a) und in Streifennähe b)

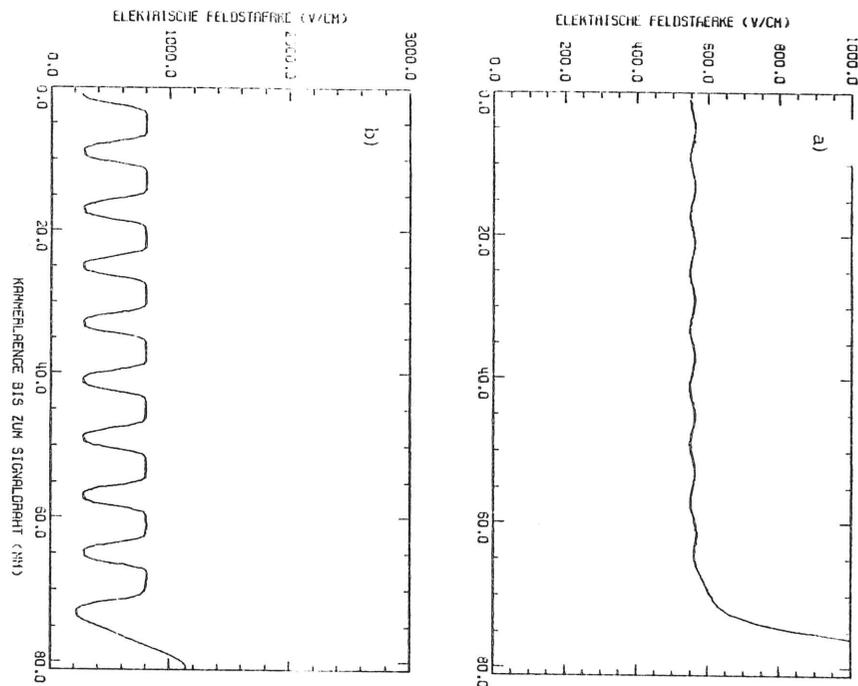
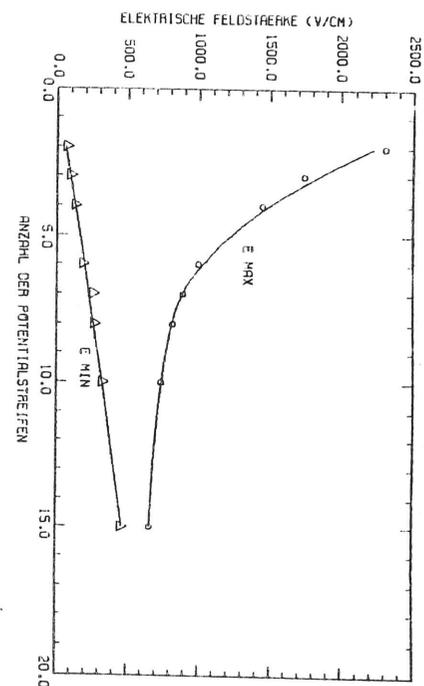


Abb. 20: Der Einfluß der Anzahl der Potentialstreifen auf die Feldinhomogenitäten $\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$



eines Driftraumes gewährleistet eine feste und verwindungsfreie Einheit.

Der Signaldraht wird in halber Höhe des Driftraumes angebracht (Abb.22). Auch er muß gespannt werden, da auf ihn beim Betrieb der Driftkammer ebenfalls elektrostatische Kräfte wirken. Zur Führung des Signaldrahtes diente ein Plastikröhrchen, in das ein Messingröhrchen eingelassen wurde, um den Signaldraht dort festlöten zu können. Beim Einsetzen des Signaldrahtes mußte sehr sorgfältig gearbeitet werden, da der Signaldraht eine exakte Position über einen Potentialdraht einnehmen sollte. Ist dies nicht der Fall, würde das zu Feldveränderungen im radialsymmetrischen Feld um den Signaldraht führen.

Für die Drähte (sowohl Signaldraht, als auch Potentialdraht) wurde goldplattierter Wolframdraht verwendet. Das Löten der Drähte mußte sehr sorgfältig durchgeführt werden, da sich der Goldüberzug leicht beim Löten ablösen konnte. Mit Löttemperaturen von etwa 140 °C und Lötzeiten von etwa 2 Sekunden konnten sichere Lötstellen erzielt werden.

Alle wichtigen Größen der Driftkammer sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

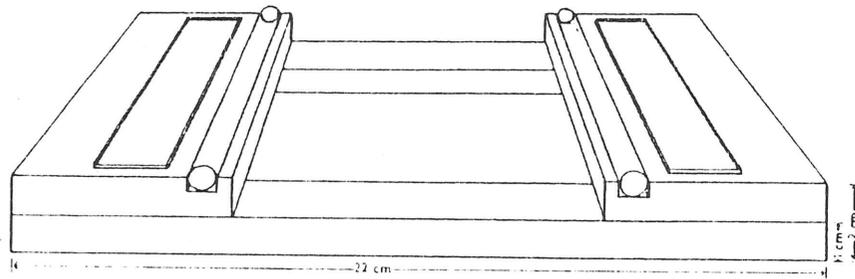


Abb.21: Die mechanische Konstruktion einer Potentialebene

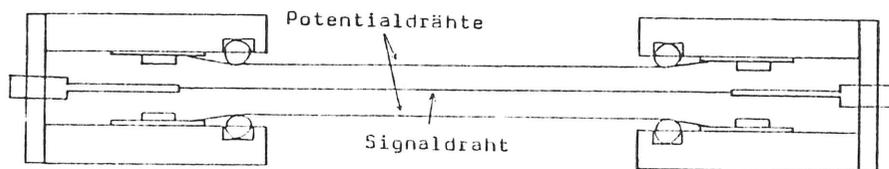


Abb. 22: Die Position des Signaldrahtes in der Driftkammer

Tabelle 1

Signaldrahtradius	30 μm
Potentialdrahtradius	80 μm
Abstand der Potentialdrähte	2,5 mm
Abstand Signaldraht-Potentialebene	7,5 mm
Kammerhöhe	15 mm
maximale Driftstrecke	70 mm

Durch Lösen der Laplace-Gleichung mit Randbedingungen wurde rechnerisch überprüft, wie das elektrische Feld in einer Driftkammer dieser Form aussieht. Dabei wurde ein verbessertes Programm von ref.6 benutzt. Das Flußdiagramm dieses Programms ist der Abb.23 zu entnehmen.

Abb.24 zeigt die elektrische Feldstärke in halber Kammerhöhe über die ganze Kammerlänge. Das Feld ist sehr homogen in dem Bereich, in dem die Messungen durchgeführt werden sollen.

Die Driftkammer erfüllt also die Voraussetzung für die Messung der Driftgeschwindigkeit und der Ortsauflösung. Lediglich am Kammerrand sind Inhomogenitäten sichtbar. In wie weit sich diese auf die Messung der Ortsauflösung auswirken, wird bei der Bestimmung der Ortsauflösung in Abhängigkeit der Driftstrecke noch zu sehen sein.

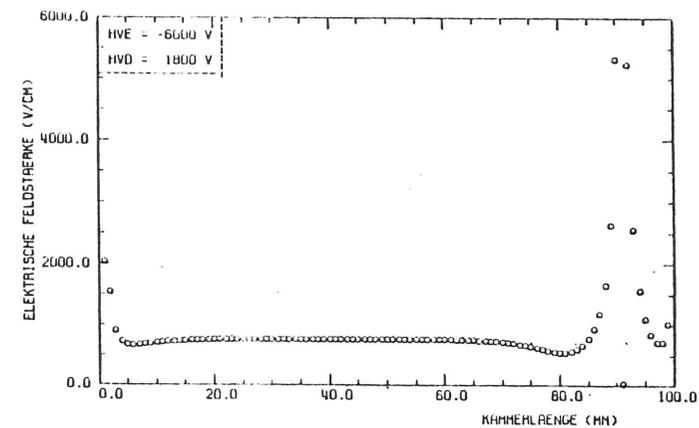


Abb. 24: Die elektrische Feldstärke in einer Driftkammer mit Potentialdrähten in Kammermitte

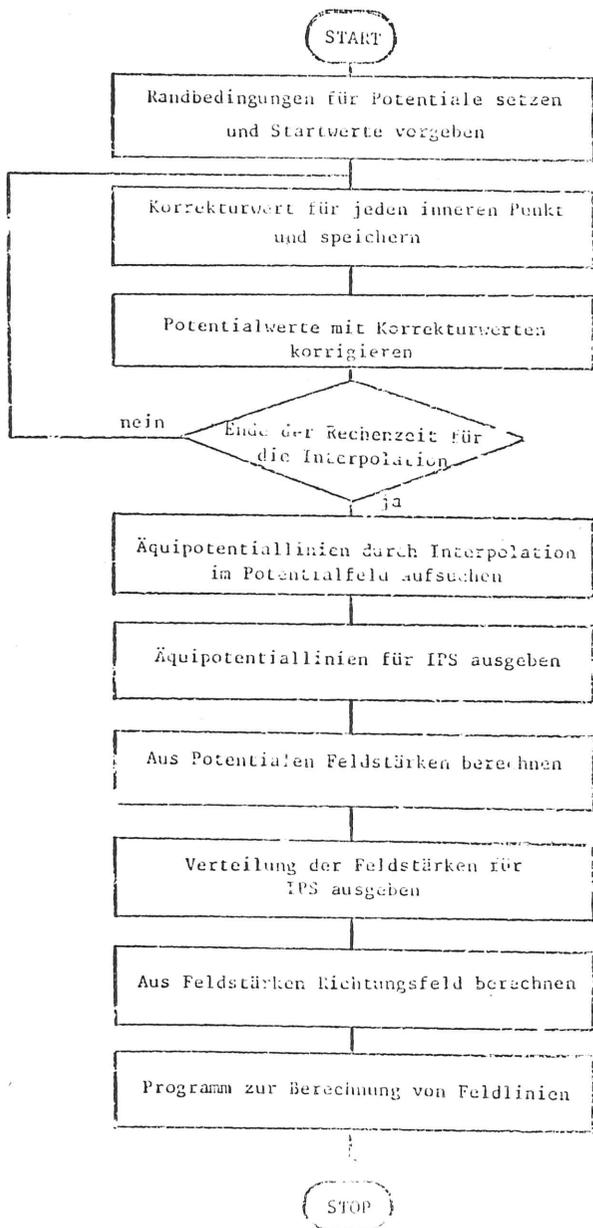


Abb. 23a

Flußdiagramm zur Feldberechnung

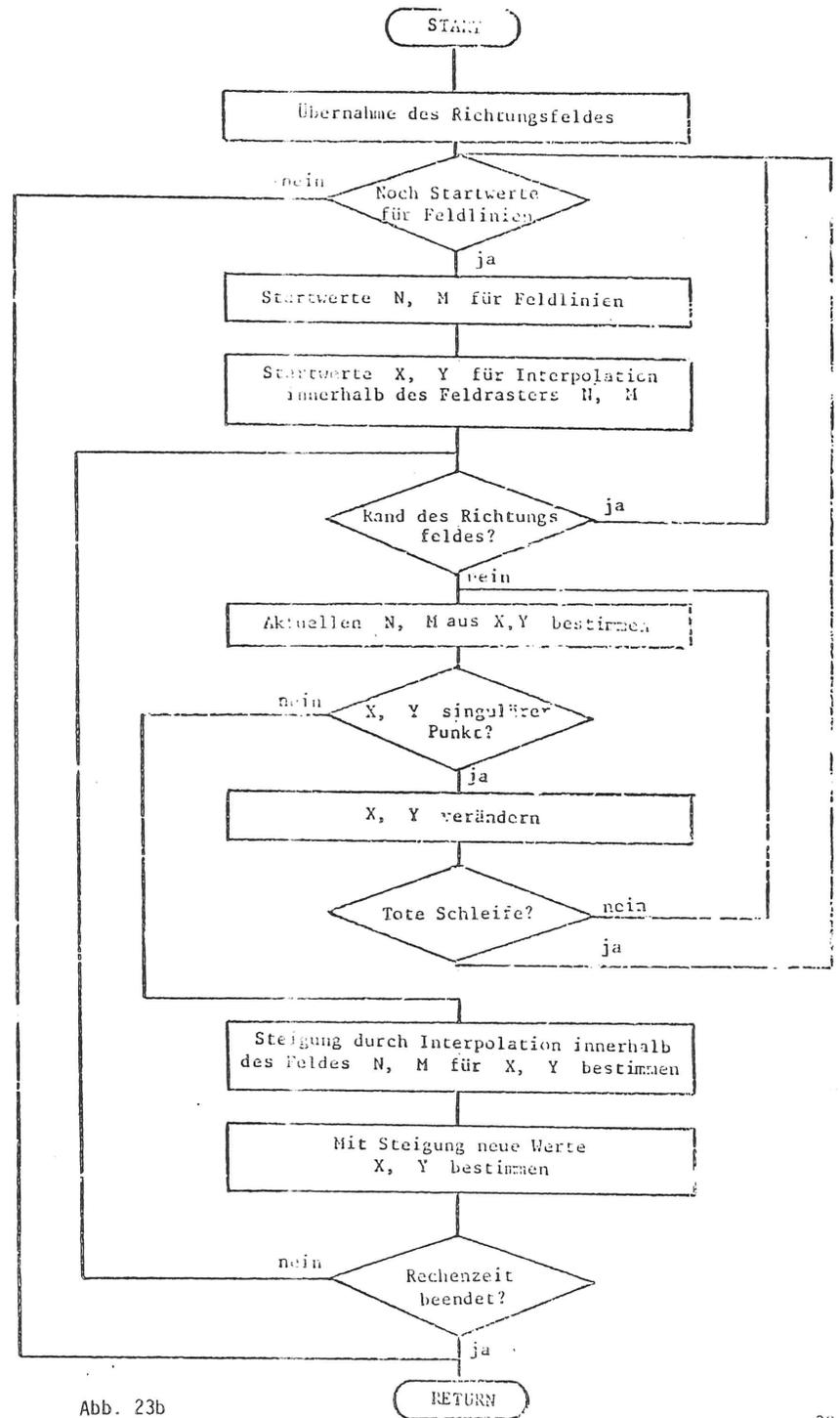


Abb. 23b

Flußdiagramm zur Berechnung von Feldlinien

6.2. DIE MEßUNGEN MIT DEM ELEKTRONENSTRAHL

Mit dieser Kammer soll nun zunächst die Ansprechwahrscheinlichkeit bei unterschiedlichen Signaldrahtspannungen und die Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Feldstärken im Driftraum mit einem Elektronenstrahl gemessen werden. Dabei sollte ein möglichst einfaches Experiment aufgebaut werden, damit schnelle Meßungen bei neuen Gasgemischen durchgeführt werden können.

Das Experiment wurde am Elektronensynchrotron DESY aufgebaut. Der benutzte Strahl arbeitet nach dem Konversionsprinzip, d.h. die im Ring beschleunigten Elektronen treffen auf ein Kohletarget, das daraufhin γ -Strahlung aussendet. Diese γ -Strahlung trifft auf ein Konversionstarget, und durch Paarbildung entstehen Elektronen und Positronen mit einem großen Energiespektrum. Mit einem Ablenkmagneten kann eine bestimmte Energie "herausgefiltert" werden.

Bei allen Meßungen wurde eine Elektronenenergie von 1,5 GeV gewählt. Bei dieser Energie ergab sich die maximale Zählrate. Die Szintillationszähler B1 und B2 dienen lediglich als Monitorzähler für den Strahl (Abb.25).

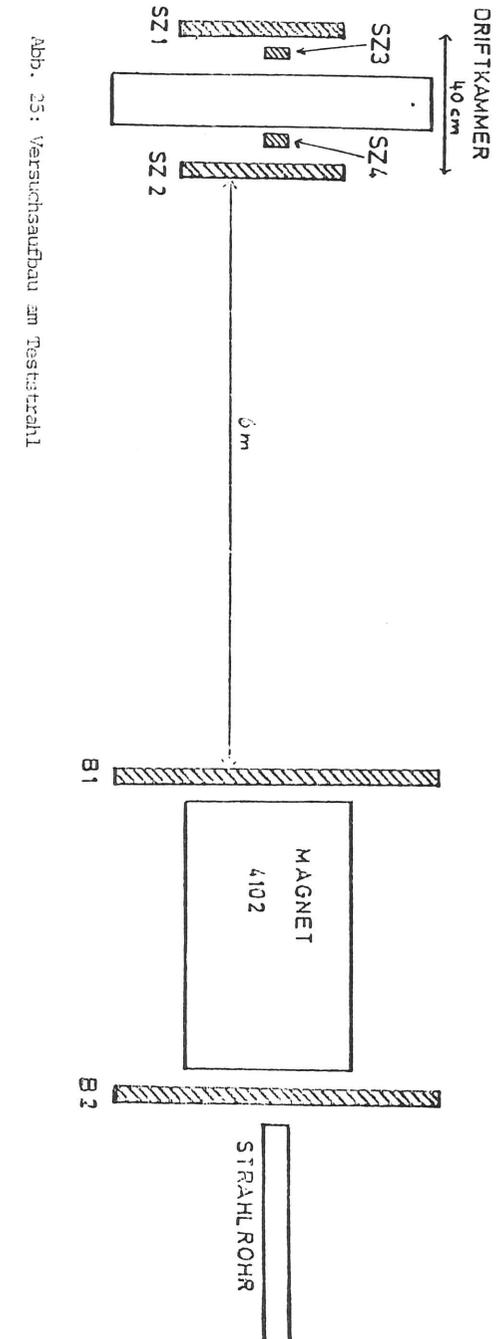
Es wurden nicht alle durch die Driftkammer laufenden Teilchen bei der Meßung berücksichtigt. Die schräg unter einem Winkel α durch die Kammer gehenden Teilchen würden zu einer nichtlinearen Orts-Zeit-Beziehung führen, da dann der Ort des Teilchendurchgangs durch die Kammer nicht genau festgelegt ist. So sollte schon beim experimentellen Aufbau darauf geachtet werden, daß der Winkel α möglichst klein bleibt.

Daher wurden durch die Szintillationszähler SZ1 - SZ4, die in einer Koinzidenzstufe zusammengeschaltet sind, nur nahezu senkrecht durch die Kammer verlaufende Teilchen ausgelesen.

Aus der Geometrie der Zähleranordnung und der Zählergröße (Abb.25) ergab sich eine maximale Abweichung vom rechtwinkligen Teilchendurchgang von $\alpha \sim 1^\circ$. Dieser Wert ist klein genug, so daß keine Korrekturen in der Auswertung angebracht werden mußten.

Dieser geometrische Aufbau hat weiterhin den Vorteil, daß bei den Meßungen keine Fehlinformation durch Höhenstrahlung verursacht wurde. Die Koinzidenzzählrate war mit dem Elektronenstrahl recht gering (~ 2 Hz).

Die Spannungsversorgung aller Szintillationszähler wurde so eingestellt, daß sich an den Ausgängen eine Pulshöhe von etwa 5 V ergab. Die Triggerschwellen wurden so eingestellt, daß alle Ereignisse zur Meßung beitragen.



Die Driftkammer erhielt ihre Hochspannung von einem WENZEL N-1130 power-supply. Die Spannung für die Potentialebenen ließ sich dabei im Bereich von 0 V bis 6200 V kontinuierlich variieren. Dem entspricht einer elektrischen Feldstärke im Driftraum von 0 V/cm bis 790 V/cm. Die Signaldrahtspannung ist abhängig vom Kammergasgemisch, da sich für eine feste Signaldrahtspannung bei unterschiedlichen Gasgemischen auch verschiedene Gasverstärkungsfaktoren M (Kapitel 3) ergeben.

Eine vernünftige Signaldrahtspannung wurde aus dem Plateau der Ansprechwahrscheinlichkeit ermittelt. Somit ist dies auch der erste Punkt der Messungen.

Obwohl eine Gasverstärkung am Signaldraht vorhanden ist, ist das Ausgangssignal noch zu klein um elektronisch weiter verarbeitet werden zu können. Deshalb wird das Driftkammersignal noch um 35 dB in einem integrierten Vorverstärker-Diskriminator LeCroy LD 603 verstärkt. Die Triggerschwelle des Diskriminators lag bei 1 mV, also niedrig genug um alle Signale auszuwerten. Das 30 nsec breite Ausgangssignal des Diskriminators wurde im Diskriminator DISK8 auf 500 nsec verbreitert um keine Doppel- bzw. Mehrfachpulse zu erhalten.

Drei verschiedene Gasgemische wurden als Kammergas verwendet:

- a) 86,4 % Ar + 9,6 % CH₄ + 4 % (i)-C₄H₁₀
- b) 80 % Ar + 20 % CH₄
- c) 40 % Ar + 60 % CH₄

Um eventuelle Gasveränderungen oder Ablagerungen von Radikalen oder höheren Molekülen an Signaldraht oder Potentialdrähten zu vermeiden, wurde ein ständiger Zu- und Abfluß (Durchfluß) des Gases in der Driftkammer aufrecht erhalten. Der Druck des Gases betrug bei allen Messungen 2 mm H₂O-Säule (~ 2 mbar).

Aus Sicherheitsgründen und zur Kontrolle der Gasdichtigkeit des Kammergehäuses wurde eine Gaswarnanlage installiert.

6.2.1.: DIE MESSUNG DER ANSPRECHWAHRSCHEINLICHKEIT

Der Versuchsaufbau zur Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abb.26 wiedergegeben. Die Zweifachkoinzidenz CO3 der beiden

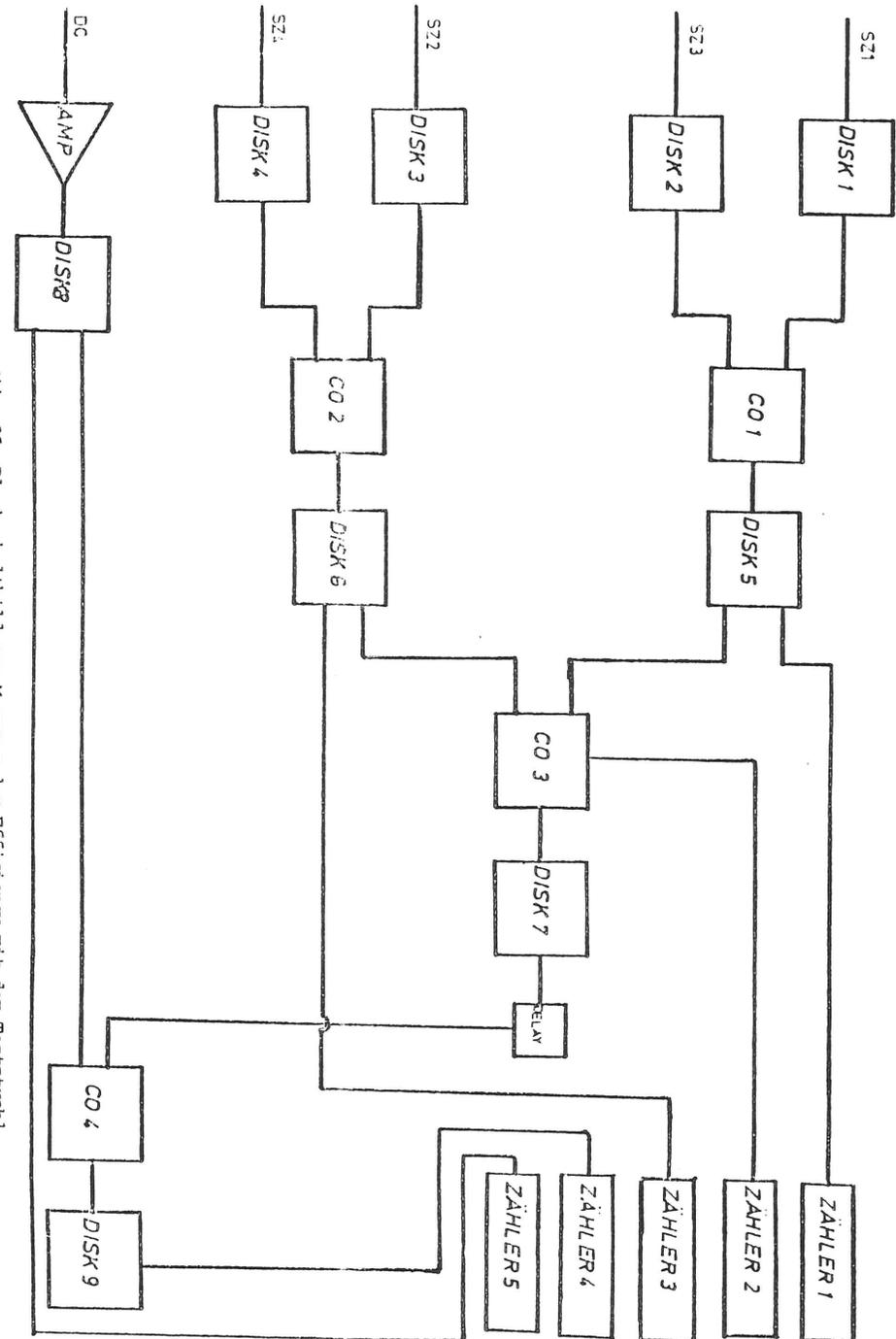


Abb. 26: Blockschaltbild zur Messung der Efficiency mit dem Teststrahl

Triggerzählerpaare SZ1 + SZ2, SZ3 + SZ4, sowie die Zweifachkoinzidenz C04 (Driftkammer und Szintillationszähler) werden zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit benötigt. Mit Höhenstrahlung konnten keine Koinzidenzen gemessen werden, was auf den geometrischen Aufbau des Experiments zurückzuführen ist (Kapitel 6.2.). Eine Untergrundkorrektur ist also nicht notwendig.

Mit der Normierung:

$$\varepsilon(\%) = \frac{C04}{C03} 100 \quad (6.1.)$$

erhält man aus den einzelnen Zählraten von C03 und C04 die Ansprechwahrscheinlichkeit ε in Prozent. Die Abweichung der Meßwerte läßt sich aus:

$$\Delta\varepsilon(\%) = \frac{\sqrt{C04(1-C04/C03)}}{C03} 100 \quad (6.2.)$$

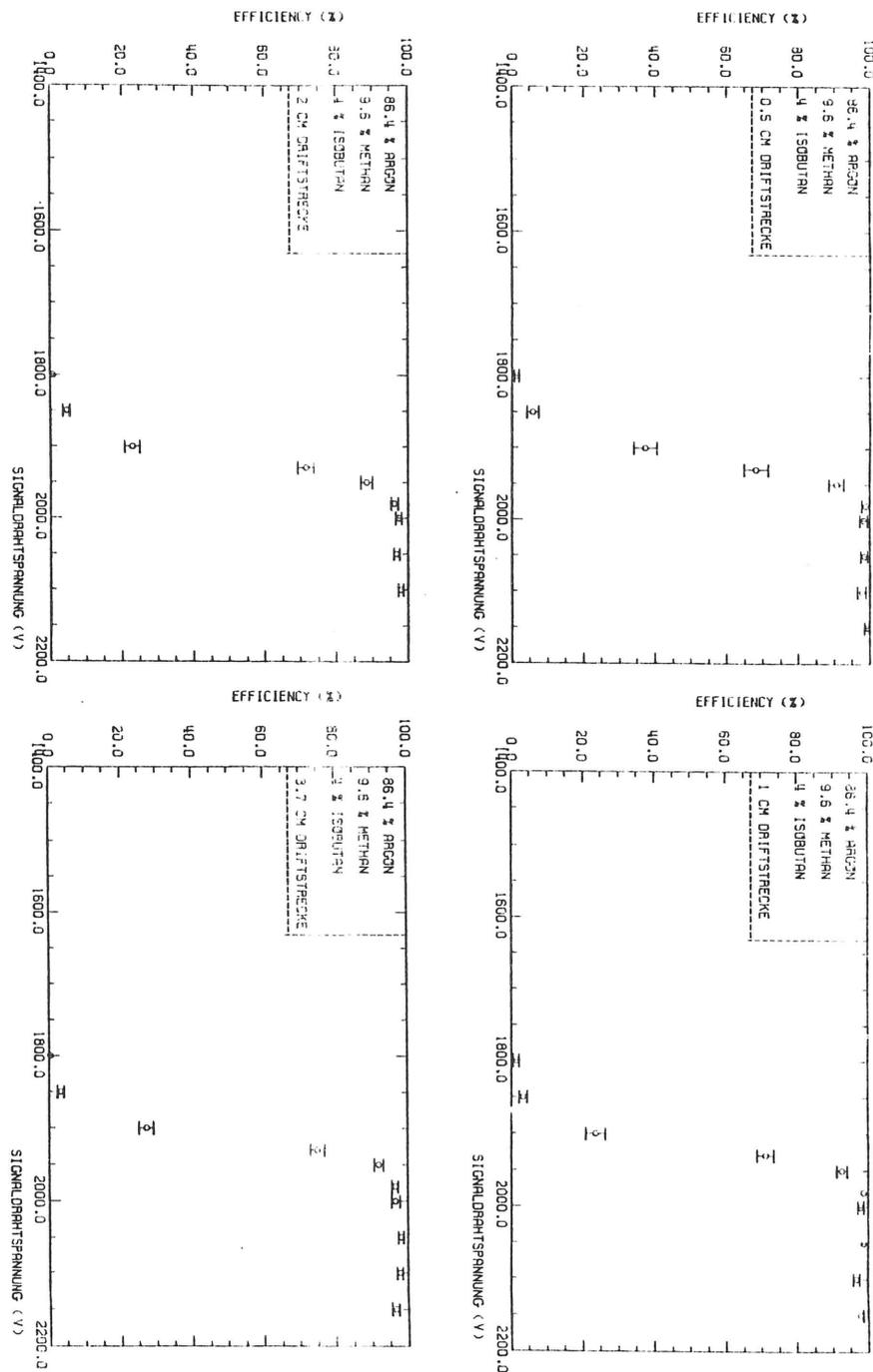
berechnen. Es wurden die Ansprechwahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Signaldrahtspannung gemessen. Daneben wurde für das Gasgemisch a) noch die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von der Driftstrecke überprüft. Diese Meßung diente allerdings nur zur Kontrolle: stärkere Feldinhomogenitäten (z.B. durch Fehlen einer Potentialdrahtspannung) würden zu einer Abnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit führen. Dies wurde aber nicht festgestellt. Die Kammer arbeitet in dem Bereich, in dem die Driftgeschwindigkeit gemessen werden soll, einwandfrei (Abb.27).

In den Abb.27,28 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit gegen die Signaldrahtspannung aufgetragen. Für das Gasgemisch a) ergab sich demnach eine Ansprechwahrscheinlichkeit von nahezu 100 %.

Vergleicht man die Werte mit den Meßungen mit höheren Methan-Anteilen, so stellt man fest, daß der Sättigungswert mit zunehmenden Methan-Anteil abnimmt.

Dieses Verhalten ist damit zu erklären, daß die Anzahl der Primärelektronen bei reinem Methan als Kammergas geringer ist als bei reinem Argon. Die Pulshöhe wird somit bei Kammergasgemischen mit zunehmendem Methan-Anteil abnehmen. Dadurch, daß die Triggerschwelle bei allen Meßungen konstant bei 1 mV lag, ist die Abnahme des Maximalwertes für die Ansprechwahrscheinlichkeit erklärlich: es gab Driftelektronenimpulse, die unterhalb der Triggerschwelle lagen.

Abb. 27: Efficiency gegen Signaldrahtspannung für 86,4 % Ar + 9,6 % CH₄ + 4 % C₂H₁₀ bei unterschiedlichen Driftstrecken



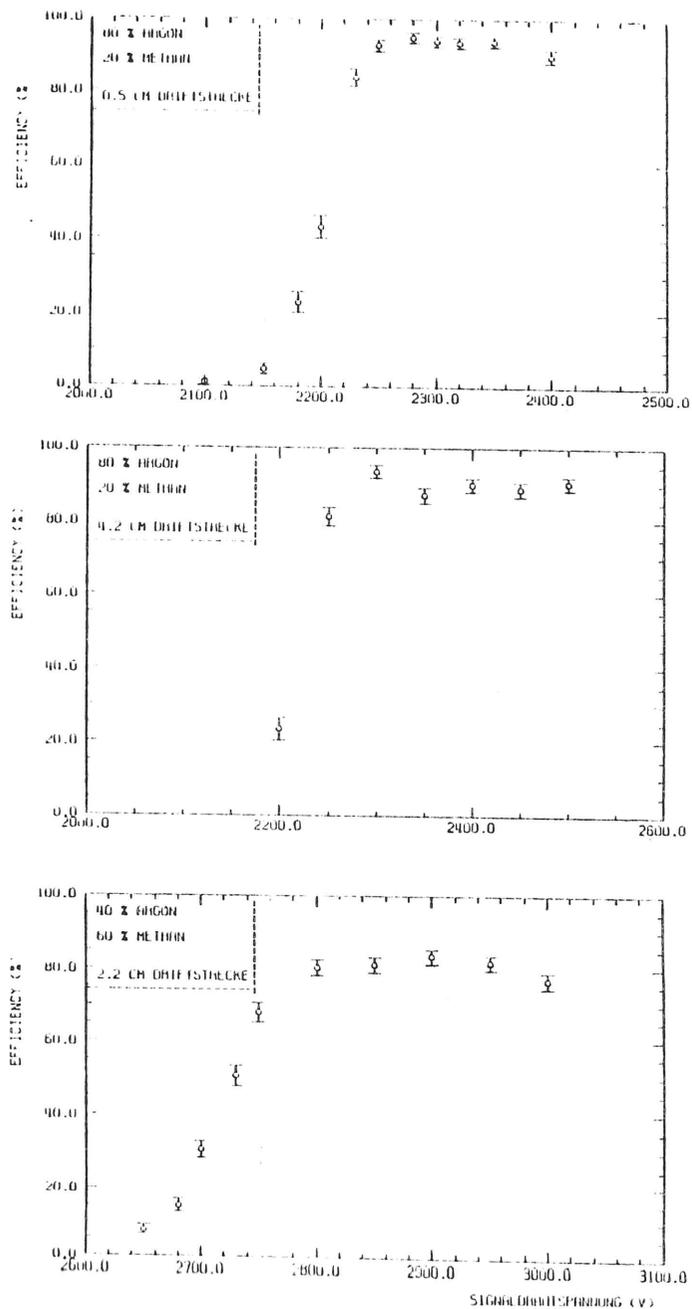


Abb. 28: Die Efficiency für das Gasgemisch 80 % Ar+20 % CH₄ bei zwei unterschiedlichen Driftstrecken, die Efficiency für das Gasgemisch 40 % Ar+60 % CH₄

6.2.2.: DIE DRIFTGESCHWINDIGKEITSMEBUNG

Um den Einfluß des hohen Feldes am Signaldraht bei der Driftzeitmeßung auszuschließen, wurden für eine Feldstärke und zwei verschiedenen Driftstrecken zwei Driftzeitspektren aufgenommen.

Der Versuchsaufbau ist in Abb.29 zu sehen. Die beiden Szintillationszählersignale SZ1 und SZ2 wurden in eine Koinzidenzstufe gegeben, dessen Ausgang den TAC startet. Der Diskriminator DISK4 hinter der Koinzidenzstufe dient lediglich zur Herstellung eines Normsignals. Der Zähler 1 gab Information über die Koinzidenzzählrate.

Die Driftkammer wurde in ihrem Arbeitsplateau betrieben. Die Signaldrahtspannung HVD ist den Efficiency-Kurven entnommen: sie wurde auf den Wert eingestellt, der 50 V über der minimalen Hochspannung des Efficiency-Plateaus lag. Das Driftkammersignal wird wieder in einem integrierten Vorverstärker-Diskriminator LD 603 verstärkt. Der Ausgang von DISK3 stoppt den TAC. Zur Kontrolle der Driftkammerzählrate diente der Zähler 2.

Die Eichung für den TAC ergab für die beiden benutzten "full-scale-Zeiten" folgende Werte:

- a) TAC-range: 1 μ sec: 1 Kanal = 2,45 nsec
- b) TAC-range: 3 μ sec: 1 Kanal = 7,4 nsec

Die Einstellung a) wurde zur besseren Auflösung benutzt. Einstellung b) wurde nur dann verwendet, wenn größere Driftzeiten einen Überlauf in Einstellung a) bewirkten.

Alle Driftzeitspektren hatten keine Gauß-Form (typisches Beispiel siehe Abb.30), allerdings konnte man eine Summe aus zwei Gauß-Verteilungen an diese Histogramme anfitzen. Da alle Driftzeitspektren diese Form zeigten, ist anzunehmen, daß diese Abweichung von einer Gauß-Verteilung auf die Intensitätsverteilung der Elektronen im Strahl zurückzuführen ist. Außerdem ist aus der gleichen Form aller Driftzeitspektren auf eine konstante Strahlage zu schließen.

Abb. 29: Blockschaltbild zur Messung der Driftgeschwindigkeit mit dem Teststrahl

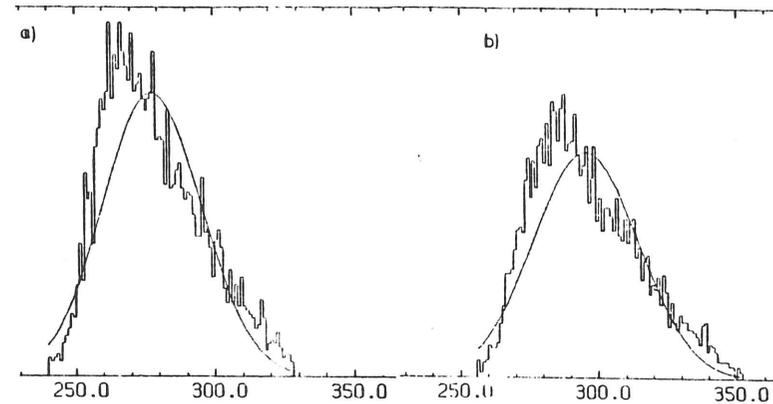
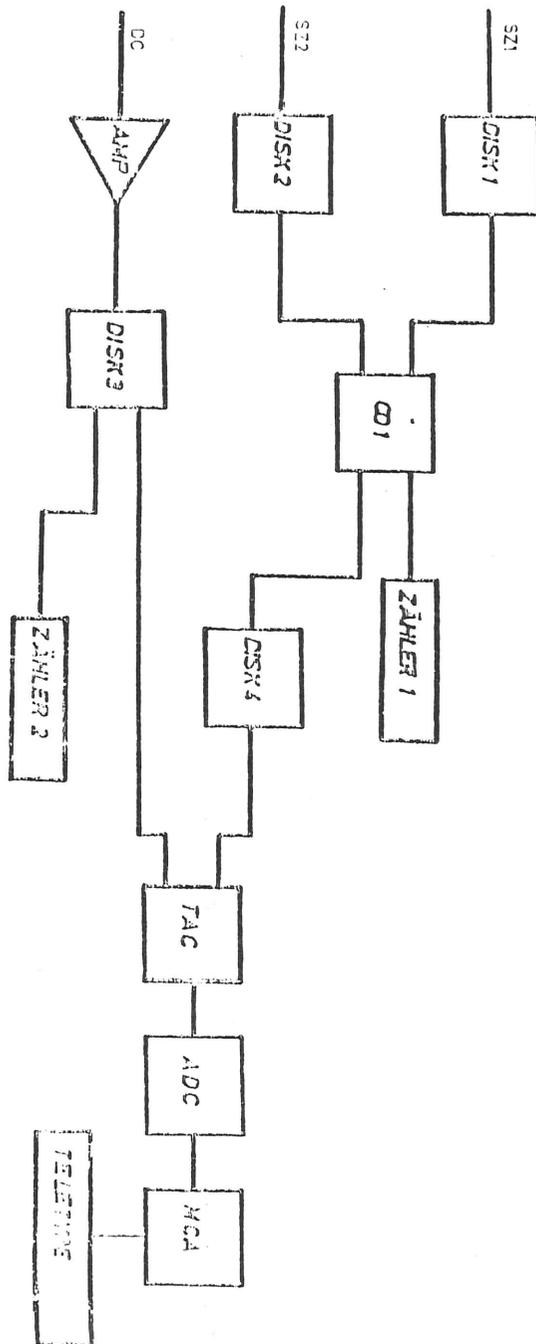


Abb. 30: a) Driftzeitspektrum für $x=1,5$ cm, b) für $x=2,2$ cm. Die Spektren zeigen eine Abweichung von der Gauß-Verteilung. Da die Abweichung bei allen Spektren gleich war \rightarrow konstante Strahlage,

Aus dem Fit erhält man den Kanal und einen Kanalfehler für das Maximum der Verteilung. Zusammen mit der TAC-Eichung lassen sich daraus die Driftzeiten berechnen. Da die Driftkammer in diesem Experiment ein sehr homogenes elektrisches Feld besitzt, kann die Driftgeschwindigkeit einfach aus:

$$v = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \quad (6.3.)$$

berechnet werden. In Abb.31 ist die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für die drei verwendeten Gasgemische aufgetragen.

Die mit "A" gekennzeichneten Daten sind der Literatur entnommen. In dieser Meßung ist der Maximalwert für das Gasgemisch b) nicht ganz so groß wie in ref.13, der Verlauf der Kurve ist doch sehr ähnlich. Beim Gasgemisch c) ist bei den eingestellten elektrischen Feldstärken nur ein Ansteigen der Driftgeschwindigkeit festzustellen. Mit einer anderen Meßmethode, die in Kapitel 6.3. beschrieben wird, ist dann auch ein Plateau bei höheren Feldstärken festgestellt worden. Das Gasgemisch a) wird in den Myon-Kammern des PLUTO-Detektors verwendet; diese Kammern arbeiten mit einer Feldstärke von etwa 380 V/cm. Die Meßdaten zeigen, daß hier die Driftgeschwindigkeit dieses Gasgemisches ein Maximum durchläuft; das Plateau liegt allerdings bei höheren Feldstärken ($E \geq 450$ V/cm).

Eine genaue Diskussion der hier gemessenen Resultate soll zusammen mit den Ergebnissen einer anderen Meßmethode durchgeführt werden.

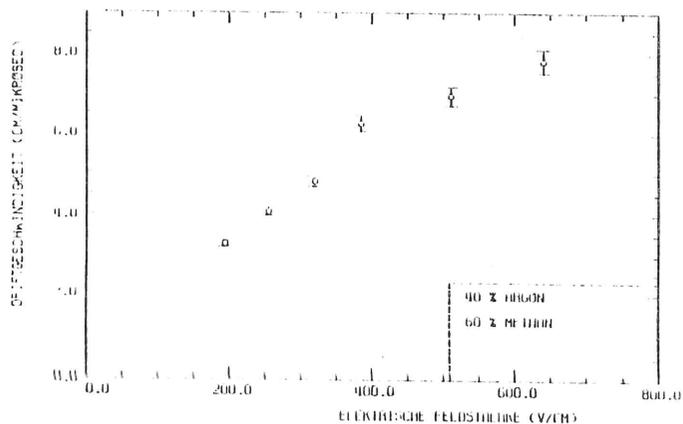
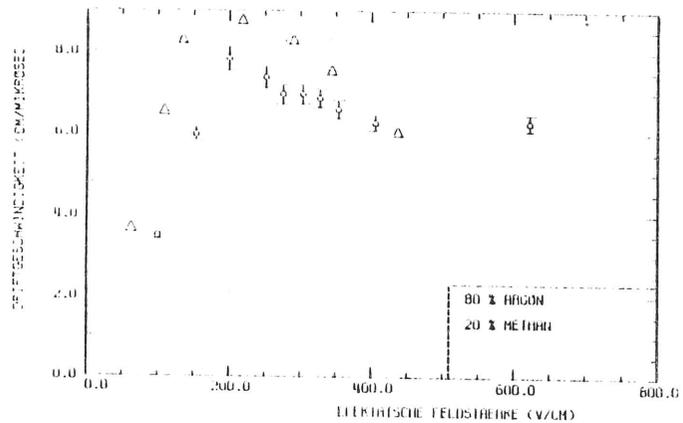
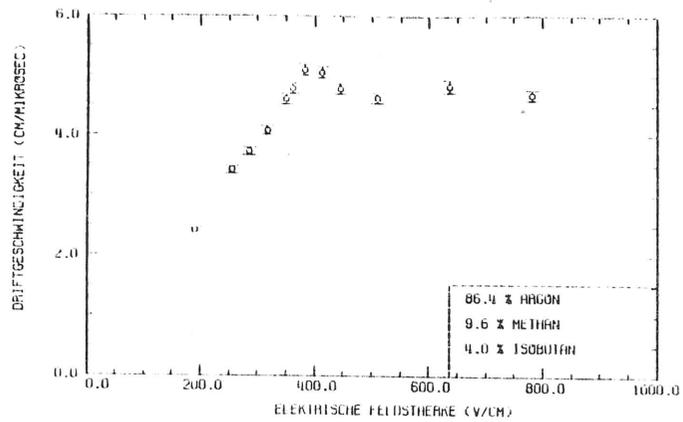


Abb. 31: Driftgeschwindigkeit gegen el. Feldstärke

Aus der Definition:

$$v = \mu' E \tag{6.4.}$$

mit $\mu' = \mu/p$ bei $p = 760$ Torr

läßt sich die Elektronenmobilität μ' bei einem elektrischen Feld E und der Driftgeschwindigkeit v_D berechnen.

Für den Fall konstanter Driftgeschwindigkeit erwartet man mit steigender Feldstärke eine $1/E$ -Abhängigkeit der Mobilität. Steigt die Driftgeschwindigkeit linear mit dem Feld an, so erwartet man eine konstante Mobilität.

Bei abnehmender Driftgeschwindigkeit mit steigender Feldstärke ist μ' proportional zu $1/E^n$ wobei $n \geq 1$ ist.

In Abb.32 ist die Elektronenmobilität gegen die elektrische Feldstärke aufgetragen. Da die Driftgeschwindigkeit nicht gleichmäßig mit der elektrischen Feldstärke ansteigt, erhält man für kleinere Feldstärken kein konstantes μ' .

Mit relativ einfachen Mitteln ist es also gelungen, ein Experiment aufzubauen, mit dem man die Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken messen kann.

Andere Experimente, mit denen auch noch die Ortsauflösung mit Strahl gemessen werden konnte, sind wesentlich aufwendiger und benötigen zur Auslese einen Computer. In diesem Experiment erfolgt die Auslese der Daten über einer Teletype.

Allerdings benötigt man für die Aufnahme eines Spektrums relativ lange Zeit, da die Koinzidenzzahlrate klein war.

Durch eventuelle Änderungen der Strahlage können Fehler in der Auswertung mit dieser Methode auftreten, was sich in diesen Experimenten allerdings nicht zeigte.

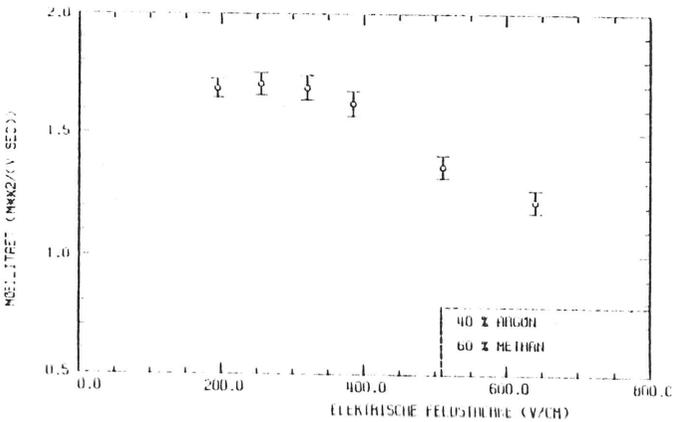
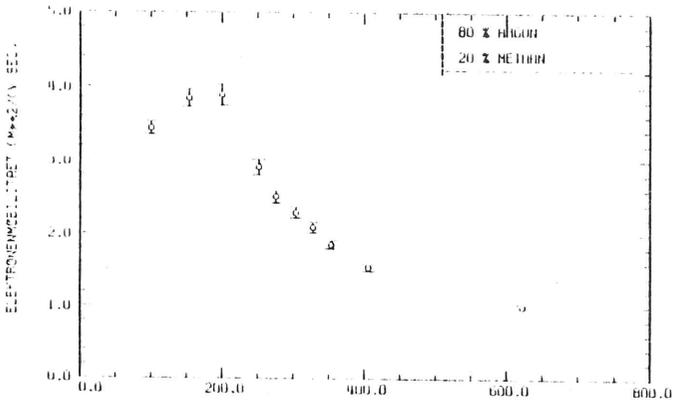
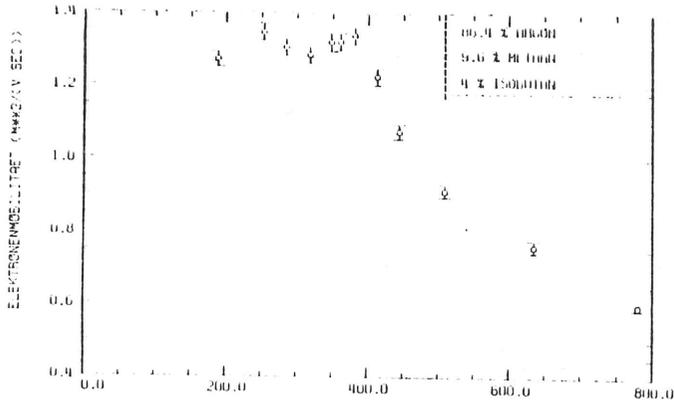


Abb. 32: Elektronenmobilität gegen el. Feldstärke

6.3.:EINE FUNKENSTRECKE ALS PRIMÄRELEKTRONENQUELLE

Durch die kleine Koinzidenzzählrate ist die Messung mit dem Elektronenstrahl sehr zeitraubend. Außerdem kann mit dieser Methode die Ortsauflösung nicht gemessen werden. Die Abhängigkeit vom Elektronenstrahl ist ebenfalls von Nachteil.

Aus diesen Gründen sollen nun, unabhängig vom Elektronenstrahl oder einem radioaktiven Präparat, Primärteilchen in der Driftkammer mittels einer eingebauten Funkenstrecke erzeugt werden.

Die Funkenfolgefrequenz (und damit die Zählrate) kann dann durch die Zeitkonstante eines Kondensators und eines Widerstandes schon beim Aufbau festgelegt werden. Da der Funke an einem bestimmten Ort durchbricht, erwartet man eine genaue Bestimmung der Ortsauflösung.

Die Funkenstrecke läßt sich im Driftraum kontinuierlich bewegen, sodaß sich unterschiedliche Driftstrecken einstellen lassen. Der Abstand zum Signaldraht kann an einer Skala mit einer 1/2-mm-Einteilung abgelesen werden. Feldveränderungen werden dadurch weitgehend vermieden, daß die beiden Spitzen auf dem gleichen Potential liegen, das auch die beiden, darüber bzw. darunterliegenden Potentialdrähte besitzen.

Der Aufbau ist relativ einfach (Abb.33,34): beide Spitzen (d.h. eine Elektrode ist eine Spitze, die andere ist ein Relaiskontakt) liegen zunächst über zwei Hochspannungsausgänge des WENZEL-1130-power-supply auf gleichem Potential wie die darüber bzw. darunterliegenden Potentialdrähte. Die Hochspannung muß variabel sein, da sich mit unterschiedlichem Abstand vom Signaldraht auch das Potential der Potentialdrähte ändert.

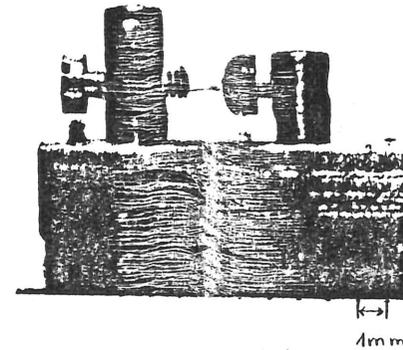


Abb. 33: Der mechanische Aufbau der Funkenstrecke. Der Abstand zwischen der Spitze und dem Relaiskontakt beträgt 50 µm

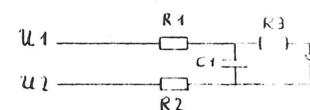


Abb. 34

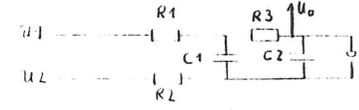


Abb. 35

Die beiden Widerstände R1 und R2 dienen zur Strombegrenzung. Zum Betrieb der Funkenstrecke wird U1 erhöht, bis die Funkendurchbruchspannung $HVF = (U1 - U2)$ erreicht ist. Aufgrund dieser Potentialdifferenz fließt ein Ladestrom I_L , der den Kondensator C1 auflädt. Ist die Energie im Kondensator groß genug, daß ein Funken zwischen den Elektroden überschlagen kann, entlädt er sich über den Widerstand R3 und der Funkenstrecke.

Die in C1 gespeicherte Energie wird zur Ionisation der Gasmoleküle zwischen den Elektroden benötigt. Die Anzahl der erzeugten Ionen pro Zeiteinheit kann in einem kleinen Bereich von R3 gesteuert werden: bei $R = 0$ wird die gesamte in C1 gespeicherte Energie in den Funken umgesetzt. In diesem Fall fließt bei einem Funkenüberschlag kurzzeitig ein Strom von etwa 50 A (bei 86,4 % Ar + 9,6 % CH₄ + 4 % (i)-C₄H₁₀; 768 Torr; HVF = 1300 V), und der Funken ist dabei optisch ohne Hilfsmittel sichtbar. Allerdings setzt sich die Funkenstrecke sehr schnell mit Molekülen, die sich aus Radikalen und Ionen aufbauen, zu. Bei einem Wert von 5 kΩ für R3 ist dieses "Zuwachsen" der Funkenstrecke so weit reduziert (d.h. die Anzahl der gebildeten Ionenpaare pro Zeiteinheit wird verringert), daß eine Meßreihe ohne Unterbrechung durchgeführt werden kann.

Durch Vergrößern von R3 wird aber auch die Pulshöhe des Driftelektronensignals bei konstanter Signaldrahtspannung verringert. Dies ist ebenfalls auf eine geringere Erzeugung von Primärteilchen pro Zeiteinheit zurückzuführen. Für sehr große Werte von R3 (≥ 10 kΩ) läßt sich die Anzahl der erzeugten Ionenpaare nicht mehr verringern; die Pulshöhe am Signaldraht bleibt dann konstant. Der Grund für dieses Verhalten ist darin zu suchen, daß neben dem Kondensator C1 noch die Kabelkapazität C2 (Abb.35) vom Widerstand R3 zur Funkenstrecke vorhanden ist (~ 50 pF). Nicht C1, sondern C2 entlädt sich über die Funkenstrecke, wenn der Widerstand R3 zu groß wird. Der Funkenstrom ist dabei unabhängig von R3.

6.3.1.: DIE MEBUNG DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT

Der Aufbau für die Driftgeschwindigkeitsmeßung ist der Abb.36 zu entnehmen. Den Startimpuls für den TDC liefert die sehr steile Anstiegsflanke des Funksignals (U_0). Das Stoppsignal für den TDC liefert die Driftkammer. In Kapitel 4.2. wurde schon erwähnt, daß die Triggerschwelle bei Werten liegen sollte, die den ersten am Signaldraht ankommenden Elektronen entspricht, um eine hohe Auflösung zu erreichen. Dies wird durch das vom Funken ausgesandte Störsignal stark beeinträchtigt, da dieses Störsignal etwa vergleichbar groß mit dem Nutzsinal der Driftelektronen werden kann. Eine zu niedrige Triggerschwelle würde nicht das Nutzsinal, sondern das Störsignal als Stoppimpuls für den TDC liefern.

Da aber die Amplitude der Störschwingungen mit der Zeit stark abnimmt, sollte der Puls der Driftelektronen möglichst spät erscheinen (Abb.37). Dies kann durch eine genügend große Driftzeit (= große Driftstrecke) erreicht werden.

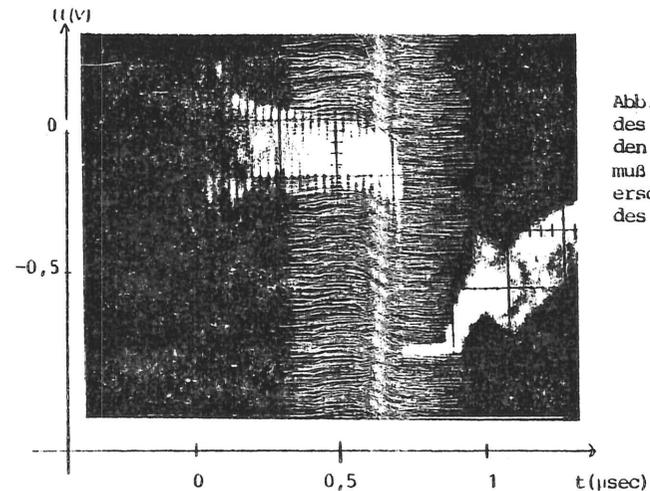


Abb. 37: Die gedämpfte Schwingung des Funkens. Um das Signal gut von den Störungen trennen zu können, muß es zeitlich sehr viel später erscheinen als der Startimpuls des Funkens

Eine spezielle elektronische Schaltung bewirkt, daß nur dann Signale zum Stoppeingang des TDC gelangen, wenn das Driftelektronensignal auch erwartet wird. Diese Einstellung der Elektronik kann am Oszillographen erfolgen.

Der TDC ist bereits im Vielkanalimpulshöhenanalysator LeCroy Model qVt-3001 eingebaut. Am Vielkanal sind angeschlossen: ein Oszillograph zur Darstellung der Driftzeitspektren, sowie ein LeCroy qVt - Interface Model 3157, das Information über Kanalnummer und Zählrate gibt.

Zur Driftzeitmeßung wurde zunächst der TDC geeicht. Bei einer "full-scale"-Zeit von 2,5 µsec entsprach ein Kanal einer Zeit von 8,23 nsec, während bei einer "full-scale"-Zeit von 100 nsec ein Kanal einer Zeit von 0,385 nsec zugeordnet werden konnte. Letztere Einstellung wurde aber nur bei der Meßung der Ortsauflösung benutzt.

Die Breite der Spektren, die bei zwei unterschiedlichen Driftstrecken aufgenommen wurden, war klein gegenüber der Driftzeit, sodaß die Spektren gut voneinander getrennt werden konnten. An die Spektren, die bei kleinen elektrischen Feldstärken im Driftraum ($E \leq 200$ V/cm), aufgenommen wurden, konnten Gauß-Verteilungen angefitet werden:

$$f_{fit}(a(1),a(2),a(3)) = a(1) \exp\left\{-\frac{(x-a(2))^2}{2 a(3)^2}\right\} \quad (6.5.)$$

$a(1)$, $a(2)$ und $a(3)$ sind die gefitteten Parameter. $a(2)$ stellt den

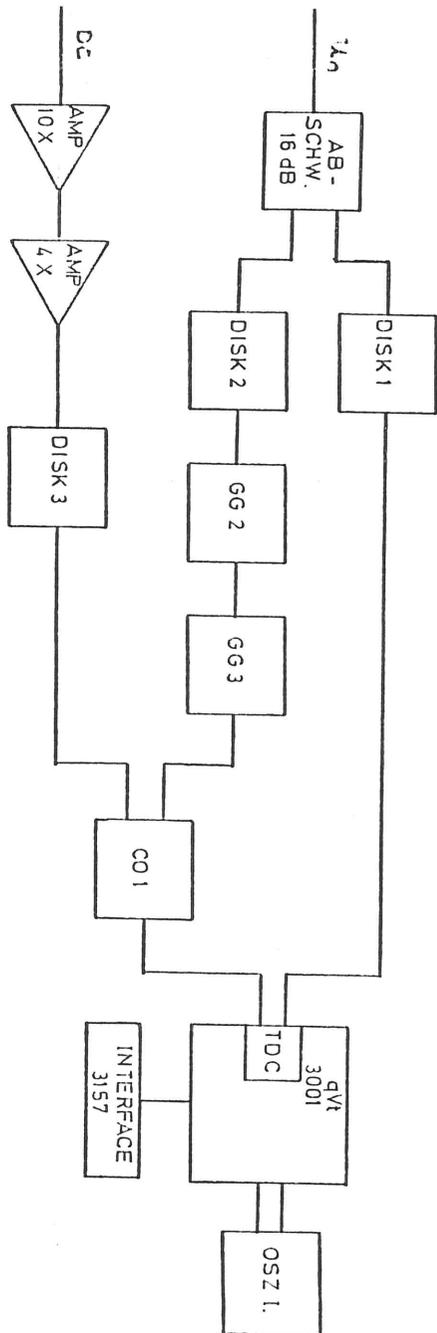


Abb. 36: Blockschaltbild zur Messung der Driftgeschwindigkeit mit der Funkenstrecke

DISK: Diskriminator
 GG : Gate-Generator
 CO : Koinzidenz
 AMP : Verstärker (4-fach und 10-fach)
 pvt : Vielkanalimpulshöhenanalysator
 ABSCHW: Abschwächer
 OSZL: Oszillograph

Mittelwert der Verteilung dar. Mit $da(2)$ wird der Fehler des Fits bezeichnet. Bei größeren Feldstärken sprach immer nur ein Kanal an. Es konnte hier also kein Fit durchgeführt werden. Der Fehler wurde hierbei mit 1 Kanal angenommen.

Bezeichnet man mit $K1$ und $K2$ die Kanäle mit maximaler Zählrate bei zwei Messungen mit unterschiedlicher Driftstrecke, so ergibt sich für die Driftzeit:

$$t_D = t_{Eich} (K2 - K1) \quad (6.6.)$$

$$t_{Eich} = 8,23 \text{ nsec} \quad (6.7.)$$

Der Fehler bei dieser Zeitmessung berechnete sich aus dem Fitfehler $da(2)$ bei kleinen Feldstärken zu:

$$t_D = t_{Eich} da(2) \quad (6.8.)$$

Bei größeren Feldstärken wurde für dt_D angenommen:

$$dt_D = t_{Eich} \quad (6.9.)$$

Prinzipiell gehört noch der Fehler der TDC-Eichung dazu; er kann aber vernachlässigt werden, da er sehr viel kleiner als dt_D ist ($\leq 1\%$).

Für folgende Gasgemische wurde die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke bestimmt:

- (1) 86,4 % Ar + 9,6 % CH₄ + 4 % (i)-C₄H₁₀
- (2) 90 % Ar + 8,5 % CH₄ + 1,5 % (i)-C₄H₁₀
- (3) 90 % Ar + 10 % CH₄
- (4) 40 % Ar + 60 % CH₄
- (5) 90 % Ar + 10 % (i)-C₄H₁₀
- (6) 95 % Ar + 5 % CO₂
- (7) 90 % Ar + 10 % CO₂
- (8) 80 % Ar + 10 % CH₄ + 10 % CO₂
- (9) 90 % Ar + 5 % CH₄ + 5 % CO₂

Die Meßpunkte sind den Abb.38 zu entnehmen.

Aus diesen gemessenen Werten für die Driftgeschwindigkeit läßt sich einfach auch die Elektronenmobilität μ' in den benutzten Gasgemischen berechnen:

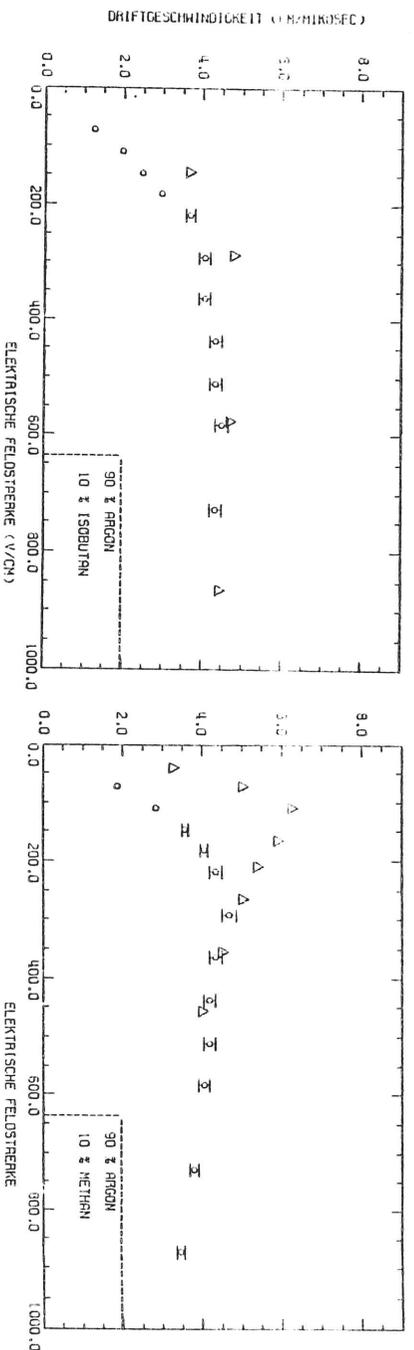
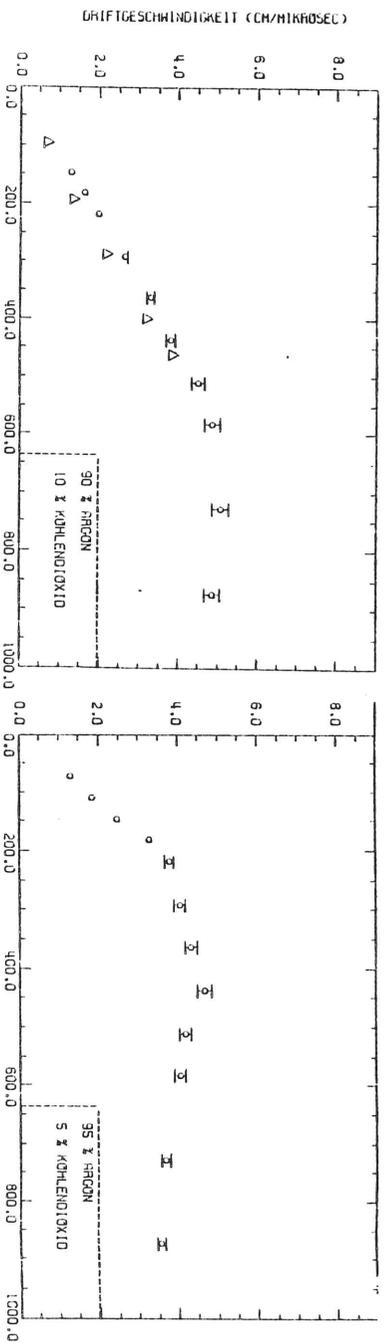


Abb. 38: Driftgeschwindigkeit gegen elektrische Feldstärke
 Δ: Meßergebnisse von ref 13-16

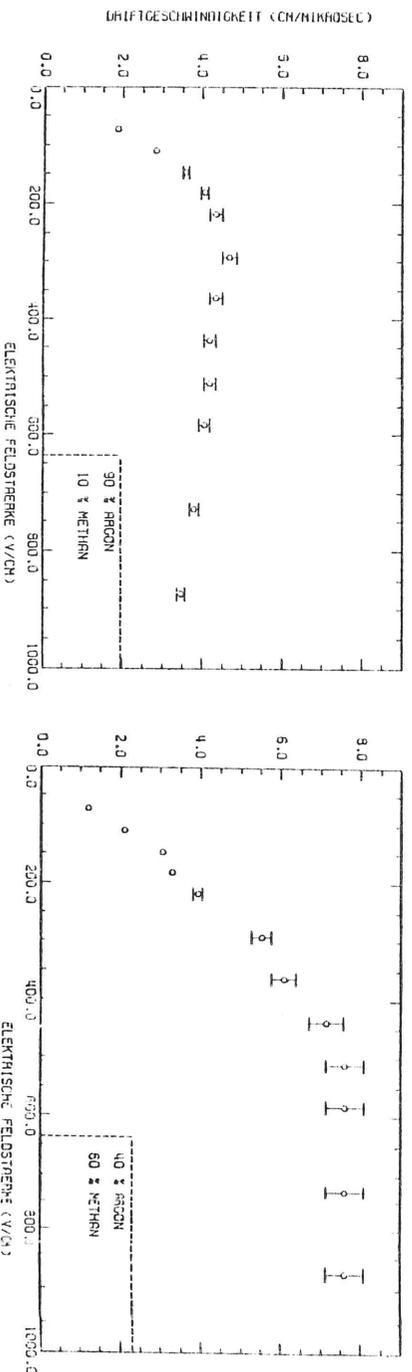
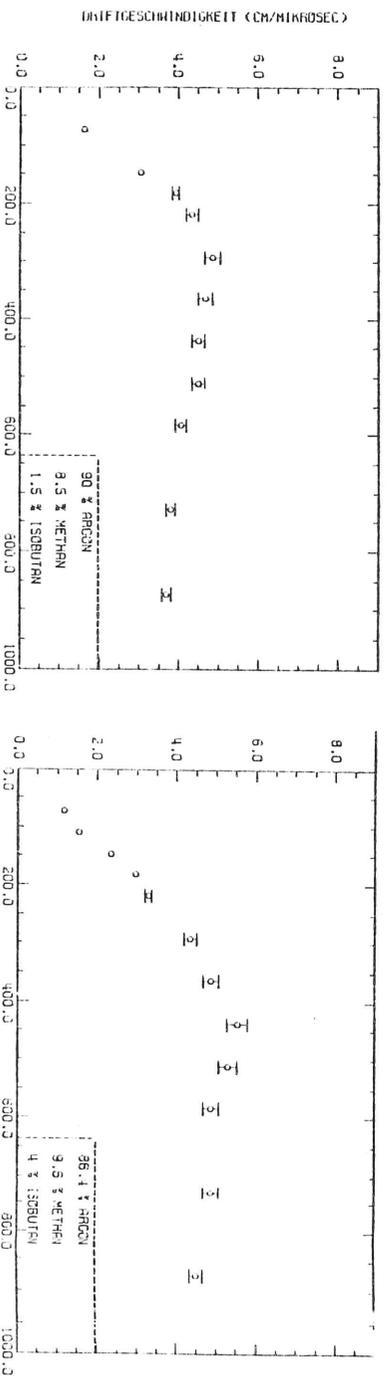


Abb. 38: Driftgeschwindigkeit gegen elektrische Feldstärke

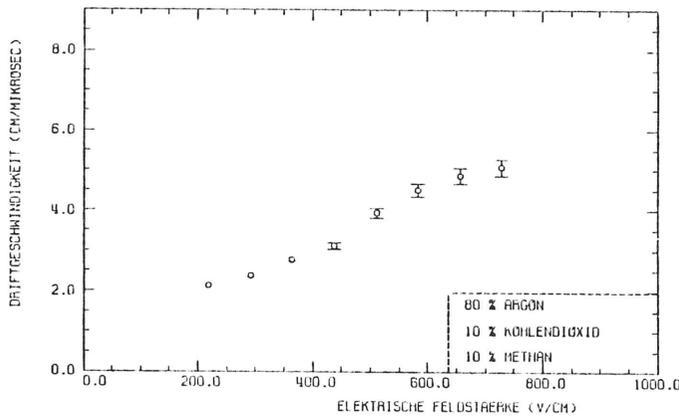
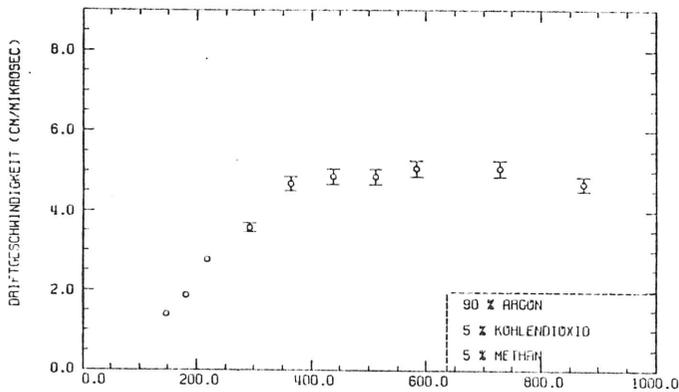


Abb.38: Driftgeschwindigkeit gegen elektrische Feldstärke

$$\mu' = \frac{v}{E} \quad (6.10.)$$

Die Abb.39 zeigen μ' aufgetragen gegen die elektrische Feldstärke.

Bis auf das Gasgemisch (3) lassen sich die Meßergebnisse gut zu den Resultaten von ref.1,13-16 einordnen; sie sind in den graphischen Darstellungen mit einem "Δ" gekennzeichnet.

Die Abweichung beim Gasgemisch (3) ist mit ziemlicher Sicherheit auf das Mischungsverhältnis zurückzuführen, das offensichtlich einen Methan-Anteil $\leq 10\%$ hat. Ein Meßfehler ist auszuschließen, da diese Messung mehrere Male wiederholt wurde und immer zum gleichen Ergebnis führte.

Trotzdem wird bei einem Vergleich mit den Resultaten der anderen Gasgemische deutlich, daß kleinere Mengen Methan (10 - 20 %) zu einem sehr steilen Anstieg der Driftgeschwindigkeit führt.

Schon etwas größere Mengen ($\geq 20\%$; Messung mit Elektronenstrahl) verschieben den Maximalwert hin zu größeren Feldstärken; sehr deutlich wird dies bei einem Methan-Anteil von 60 %.

Der steile Anstieg der Driftgeschwindigkeit ist aber auch mit einem relativ schnellen Abfall verbunden, der mit zunehmendem Methan-Anteil allerdings schwächer wird. Ein relativ großes Driftgeschwindigkeitsplateau bildet sich aber erst bei 60 % Methan-Anteil aus.

Wie schon des öfteren erwähnt, legt man beim Betrieb einer Driftkammer meist auf eine feldstärkeunabhängige Driftgeschwindigkeit wert, um eine möglichst lineare Orts-Zeit-Beziehung zu erhalten.

Aus den gemessenen Resultaten erkennt man, daß es Gasgemische gibt, bei denen dieses Plateau relativ gut ausgeprägt ist (z.B.: Gemisch (4), (5),(9)).

Die beiden Gemische aus Argon, Methan und Isobutan besitzen einen Maximalwert, nach dessen Durchlaufen die Driftgeschwindigkeit langsam wieder abfällt. Mit 4 % Isobutan ergibt sich nach Durchlaufen des Maximalwertes eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit.

Bei 1,5 % Isobutan-Anteil ist schon ein merklicher Abfall zu erkennen, wo hingegen beim Gemisch (3) (nur Methan, kein Isobutan, als Zusatz) schon ein deutlicher Abfall zu höheren Feldstärken zu verzeichnen ist (ref.15). Daß die Messungen in diesem Experiment für dieses Gasgemisch nicht mit den Daten von ref.15 übereinstimmen, wurde bereits erwähnt.

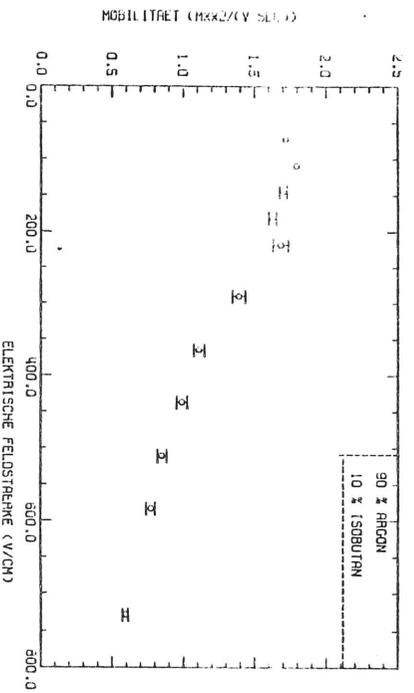
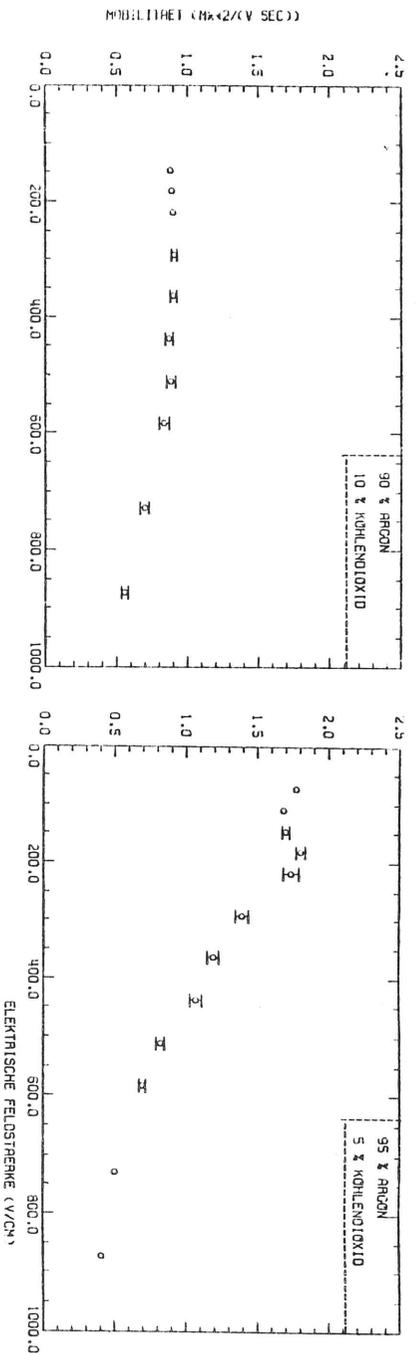


Abb. 39: Elektronenmobilität gegen elektrische Feldstärke

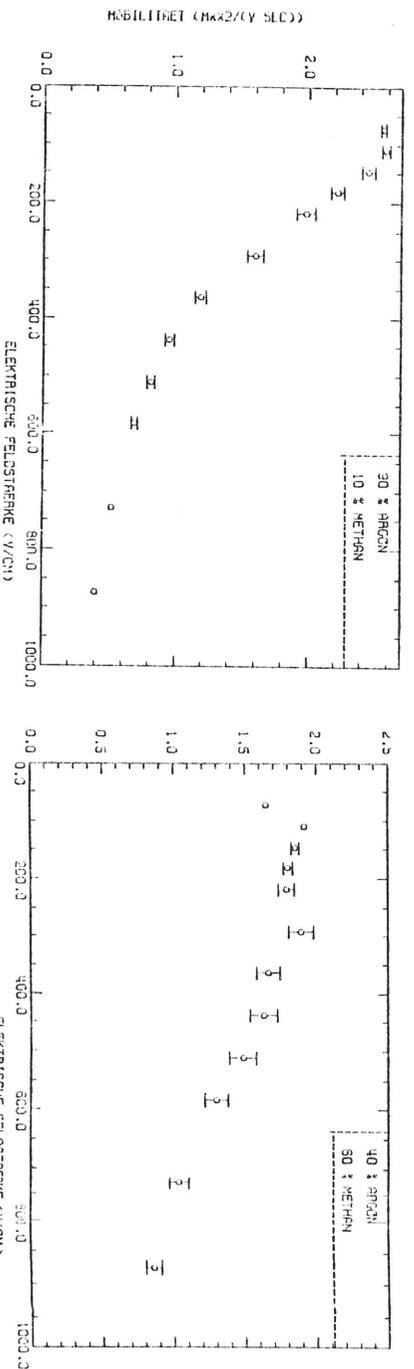
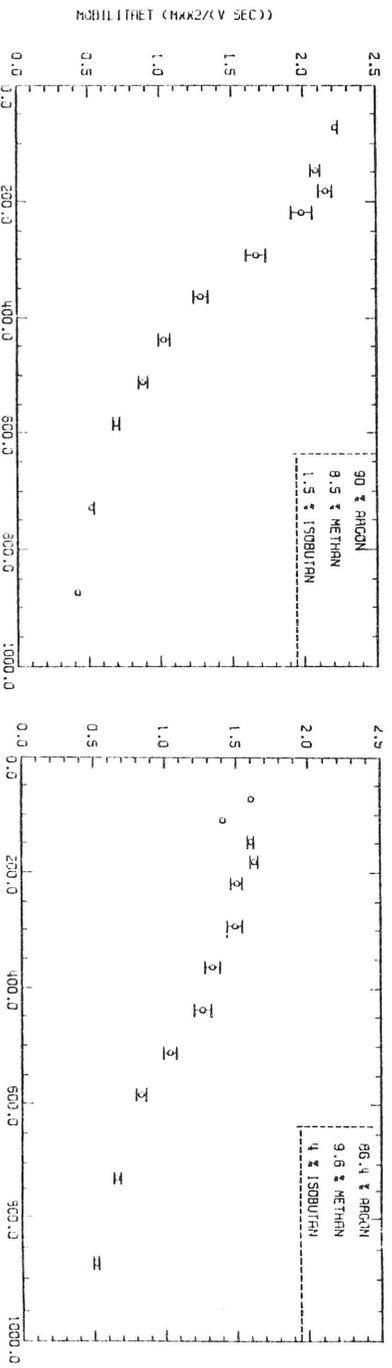


Abb. 39: Elektronenmobilität gegen elektrische Feldstärke

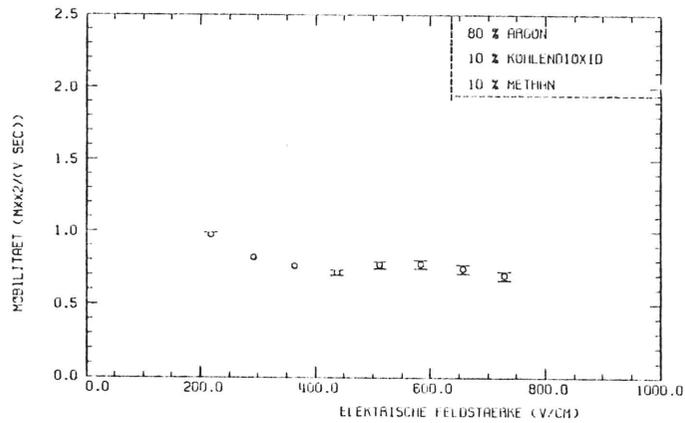
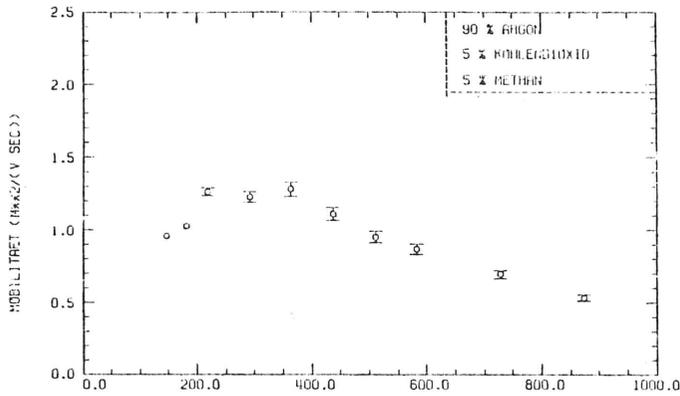


Abb. 39: Elektronenmobilität gegen elektrische Feldstärke

Dagegen konnten die Meßwerte von ref.13 für die Driftgeschwindigkeit im Gemisch (7) sehr gut bestätigt werden: bis etwa 600 V/cm steigt sie praktisch linear an, um dann einen nahezu konstanten Wert anzunehmen.

Dieser flache Anstieg ist charakteristisch für Kohlendioxid-Zusätze. Ganz im Gegensatz dazu stehen die Meßwerte für 10 % CH₄ und 10 % (i)-C₄H₁₀ als Zusätze zu Argon: sie zeigen im Vergleich einen sehr viel steileren Anstieg als CO₂.

Bei höheren Kohlendioxid-Anteilen verlagert sich das Driftgeschwindigkeitsplateau bzw. sein Maximalwert genau wie bei anderen Zusätzen noch weiter zu höheren Feldstärken (Abb.40, ref.13-16).

Deshalb wurde noch das Gasgemisch (9) untersucht. Das Ergebnis war ein schwach ausgeprägtes Maximum bei etwa 440 V/cm, also bei einer Feldstärke, bei der sehr viele Driftkammern zur Zeit arbeiten.

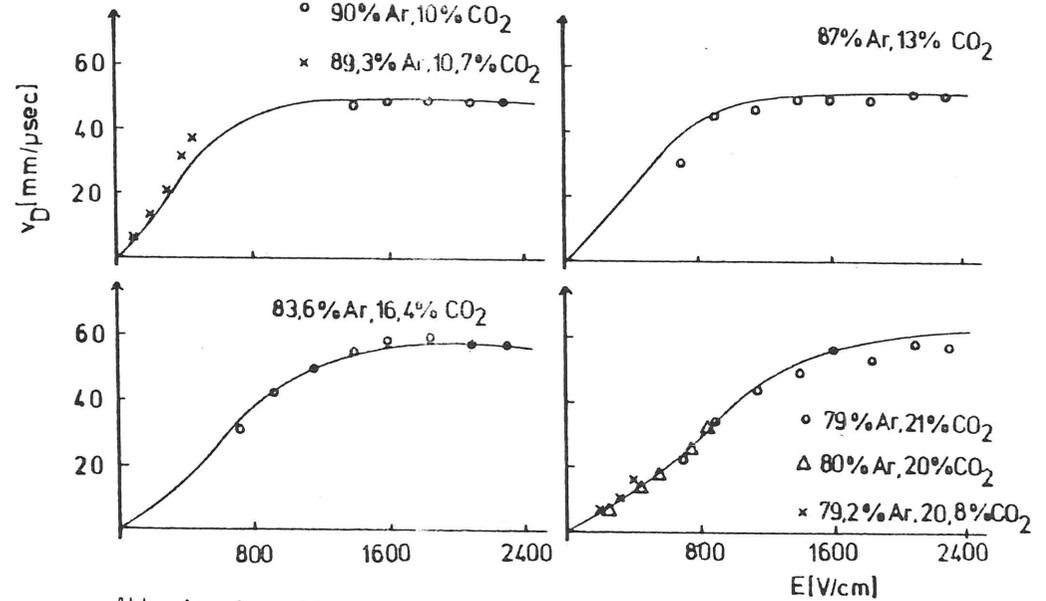


Abb. 40: Ar - CO₂-Gemische: Driftgeschwindigkeit gegen elektrische Feldstärke (ref. 13 - 16)

Interessant ist auch die Untersuchung des Betrages der Driftgeschwindigkeit im Plateaubereich bzw. der Maximalwert bei den verschiedenen Gasgemischen. Diese Untersuchung ist insofern von Bedeutung, da sehr viele Driftkammern zur Zeit in Speicherring-Experimenten verwendet werden. Aus der "bunch-rate" läßt sich die maximale Wiederholungsfrequenz berechnen.

Beim $e^+ - e^-$ - Speicherring PETRA mit einem Durchmesser von etwa 760 m ergibt sich diese zu etwa $2 \mu\text{sec}$. Es stellt sich nun die Frage, wie groß ein Driftraum gebaut werden kann, unter Berücksichtigung der maximalen Driftzeit von $2 \mu\text{sec}$. Natürlich spielt hierbei auch das verwendete Kammergas eine Rolle.

Für eine Driftgeschwindigkeit von typischerweise $5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ kann man Driftstrecken für die Driftkammern bei PETRA-Experimenten bis zu einer maximalen Länge von 10 cm bauen.

Mit zunehmenden Methan-Anteil in Argon-Methan-Gemischen steigt die Driftgeschwindigkeit bis zu einem bestimmten Methan-Anteil an. Für 20 % bzw. 60 % Methan-Anteil ergab sich die gleiche maximale Driftgeschwindigkeit, allerdings bei unterschiedlichen Feldstärken (Abb.41). Die genauen Werte für die maximalen Driftgeschwindigkeiten aller in diesem Experiment benutzten Gasgemische sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

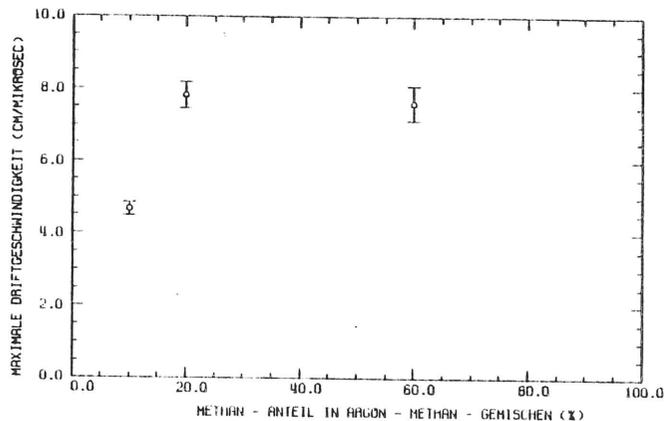


Abb. 41

Diese Methode der Driftgeschwindigkeitsmessung liefert innerhalb von kurzer Meßzeit sehr genaue Ergebnisse. Der apparative Aufbau ist sehr einfach und die Handhabung unkompliziert. Zur schnellen Überprüfung der Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Feldstärken ist diese Methode sehr gut geeignet.

Tabelle 2

Gasgemisch	maximale Driftgeschwindigkeit in $\text{cm}/\mu\text{sec}$	bei einer el. Feldstärke (V/cm)
80 % Ar + 10 % CO_2 + 10 % CH_4	5,1	730
90 % Ar + 10 % (i)- C_4H_{10}	4,5	585
90 % Ar + 10 % CO_2	5,1	730
95 % Ar + 5 % CO_2	4,7	440
90 % Ar + 10 % CH_4	4,7	290
90 % Ar + 8,5 % CH_4 + 1,5 % (i)- C_4H_{10}	4,9	290
40 % Ar + 60 % CH_4	7,6	510
90 % Ar + 5 % CO_2 + 5 % CH_4	5,1	585
86,4 % Ar + 9,6 % CH_4 + 4 % (i)- C_4H_{10}	5,5	440
80 % Ar + 20 % CH_4	7,8	195

6.3.2.: DIE MESSUNG DER ORTSAUFLÖSUNG

Da nun eine gute Methode der genauen Bestimmung der Driftgeschwindigkeit vorhanden ist, soll nun ebenfalls mit der eingebauten Funkenstrecke durch eine sehr genaue Zeitmessung die Ortsauflösung der Driftkammer bestimmt werden.

Hierbei muß zunächst beachtet werden, daß die Ortsauflösung nicht mit minimal ionisierenden Teilchen durchgeführt wird. Die Anzahl der Primärelektronen liegt bei einem Funkendurchbruch sehr viel höher als bei einem Teilchendurchgang.

Weiterhin ist durch die hohen Störschwingungen die Triggerschwelle höher angesetzt als beim normalen Betrieb einer Driftkammer.

Die Ortsauflösung kann in einem Bereich von $x=3 \text{ cm}$ bis $x=7 \text{ cm}$ gemessen werden. Wie in Kapitel 4.2. gezeigt wurde, bildet in diesem Bereich die Diffusion eine Begrenzung der Ortsauflösung (σ_{diff}).

σ_{diff} ist abhängig von der Primärteilchenzahl und der Triggerschwelle. Es ist also zu untersuchen, in wie weit sich die in diesem Experiment gemessenen Ortsauflösungen mit Messungen mit minimal ionisierenden Teilchen vergleichen lassen. Daran anschließend wird dann untersucht, ob mit dieser Meßmethode ebenfalls \sqrt{x} - Effekte der Ortsauflösung gemessen werden können (wie auch bei anderen Autoren). Das Verhalten der Ortsauflösung bei unterschiedlichen Feldstärken soll dann der abschließende Punkt der Messungen sein.

6.3.3.: DER VERGLEICH DER BEIDEN METHODEN

Zunächst soll der Versuchsaufbau beschrieben werden. Mit ihm wird dann die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Triggerschwelle gemessen. Anhand einer Abschätzung wird der Einfluß der Anzahl der Primärelektronen auf die Ortsauflösung gezeigt.

Der Versuchsaufbau ist der Abb.42 zu entnehmen. Er unterscheidet sich nur unwesentlich vom vorhergehenden, da auch hier ebenfalls Driftzeiten gemessen werden.

Der Vielkanalimpulshöhenanalysator LeCroy Model 3001 wird im Gegensatz zum vorigen Experiment nun im t-mode mit einer "full-scale"-Zeit von 100 nsec benutzt. Da der zeitliche Abstand von Start- und Stoppsignal bei allen Driftstrecken sehr viel größer ist, muß das Startsignal über ein Delay (Gate-Generator GG1) soweit verzögert werden, daß Start- und Stoppsignal weniger als 100 nsec auseinander liegen.

Die Eichung des TDC ergab für die oben beschriebene Einstellung für einen Kanal 0,385 nsec. Die Berechnung von σ_{el} betrug mit diesem Wert und bei einer Driftgeschwindigkeit von 5 cm/ μ sec etwa 19,3 μ m. Aufgrund der Umrechnung von der Zeitauflösung zur Ortsauflösung, bei der die Driftgeschwindigkeit benötigt wird, wird σ_{el} abhängig von der Driftgeschwindigkeit. Diese Abhängigkeit ist in Abb.43 verdeutlicht.

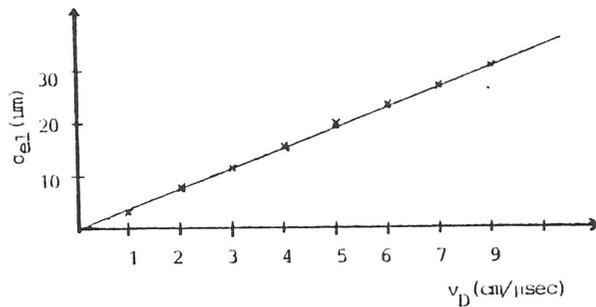


Abb. 43

Die Zählrate in den einzelnen Kanälen wurde dem qVt-Interface Model 3157 entnommen und in ein Plotprogramm eingegeben. Die Ausgabe dieser Programme waren Histogramme, wie sie in Abb.44 zu sehen sind.

Fast alle Driftzeitspektren in diesem Experiment waren Gauß-Verteilungen. Durch Ablagerungen von Molekülen an der Spitze bzw. am Relaiskontakt konnte sich der Funken örtlich etwas ändern. Die

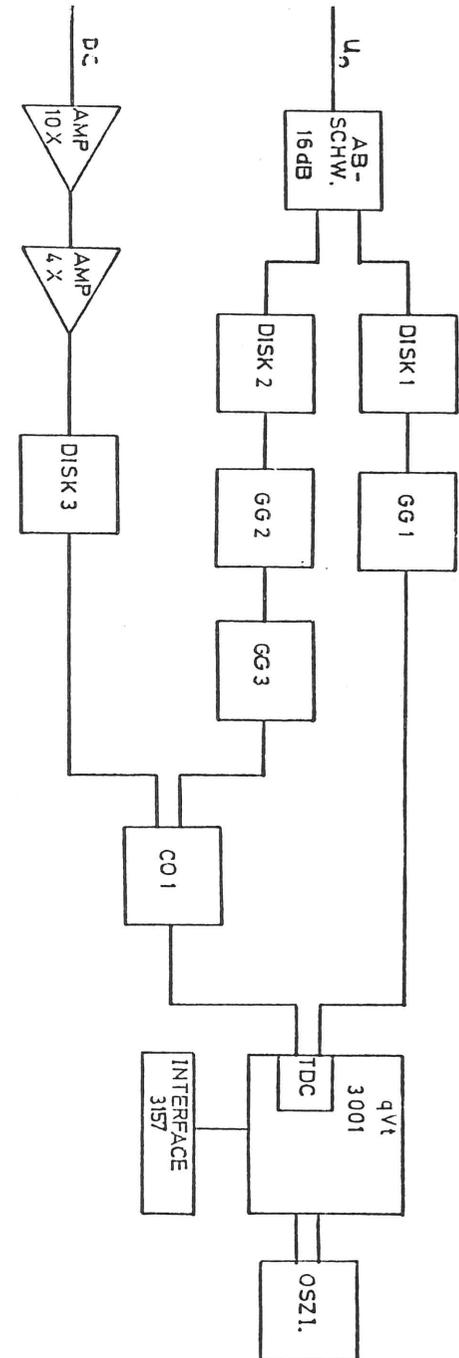
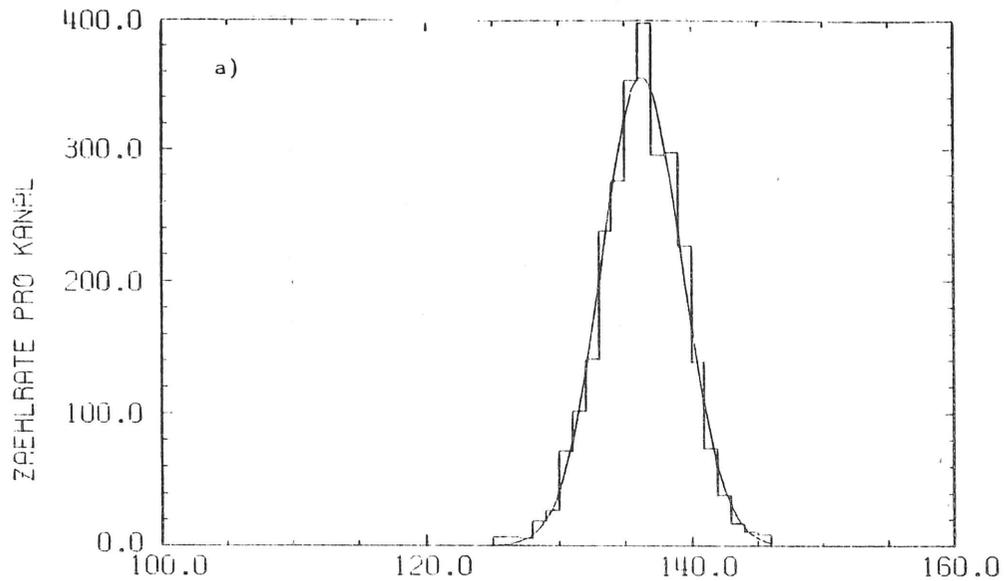


Abb. 42: Blockschaltbild zur Messung der Ortsauflösung

- DISK: Diskriminator
- GG : Gate - Generator
- CO : Koinzidenz
- AMP : Verstärker (4-fach, 10-fach)
- qVt : Vielkanalimpulshöhenanalysator
- ABSGEW.: Abschwächer
- OSZI : Oszillograph



Änderung des Funkenüberschlags wurde auch mit Hilfe einer Lupe beobachtet. Trat dies während der Aufnahme eines Driftzeitspektrums auf, so gab es Abweichungen von der Gauß-Verteilung (Abb.44 b).

Die Abweichung von einer Gauß-Verteilung wurde dann auch bei der Auswertung der Spektren mit berücksichtigt; an alle Spektren wurden Gauß-Funktionen angefügt. Diejenigen, die vom Gauß-Typ abwichen, wurden mit einem "cut" versehen. Dabei wurde an einer bestimmten Stelle des Spektrums ein Schnitt gemacht, der es in zwei Teile zerlegt. Der Schnitt wurde so angelegt, daß durch die eine Hälfte des Spektrums eine Gauß-Funktion gefittet werden konnte. Die andere Hälfte wurde mit der Begründung des örtlich wandernden Funkens nicht für den Fit mit berücksichtigt. Abb.44 b zeigt ein Spektrum, das keine Gauß-Verteilung ist, und den "cut".

Der Fitparameter $a(3)$ stellt die Standardabweichung dar; mit 2 multipliziert gibt er die Breite der Verteilung wieder. Dies wiederum multipliziert mit der Ortsauflösung pro Kanal ist die tatsächliche Ortsauflösung.

Die Ortsauflösung pro Kanal ist bei dieser Methode nur bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit zu berechnen, daher folgt dieser Punkt der Messungen nach der Driftgeschwindigkeits-Messung.

Da nun der experimentelle Aufbau bekannt und die Auswertung der Driftzeitspektren beschrieben ist, kann nun die erste Messung durchgeführt werden. Hierbei soll die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Triggerschwelle gemessen werden.

Bis zu einer Schwelle von 150 mV konnte ein einwandfreier Betrieb gewährleistet werden. Bei kleinerer Schwelle triggerte der Diskriminator auf die immer noch vorhandene Störschwingung des Funkens. Die Schwelle von 150 mV entspricht einer Schwelle ohne Verstärker von etwa 3,7 mV, was dem eigentlichen Betrieb einer Driftkammer schon recht nahe kommt (~ 1 mV). Durch die Meßpunkte, die in Abb.44 c abgebildet sind, kann eine Gerade gefittet werden.

Mit Hilfe dieser Geraden läßt sich mühelos das σ , das in diesem Experiment gemessen wurde (es soll mit $\sigma(TS = 620 \text{ mV})$ bezeichnet werden), in ein $\sigma(TS = 40 \text{ mV})$ umrechnen. Dabei ergibt sich:

$$\sigma(TS = 40 \text{ mV}) = a_1 \sigma(TS = 620 \text{ mV})$$

$$a_1 = 0,41 \pm 0,02 \quad (6.11.)$$

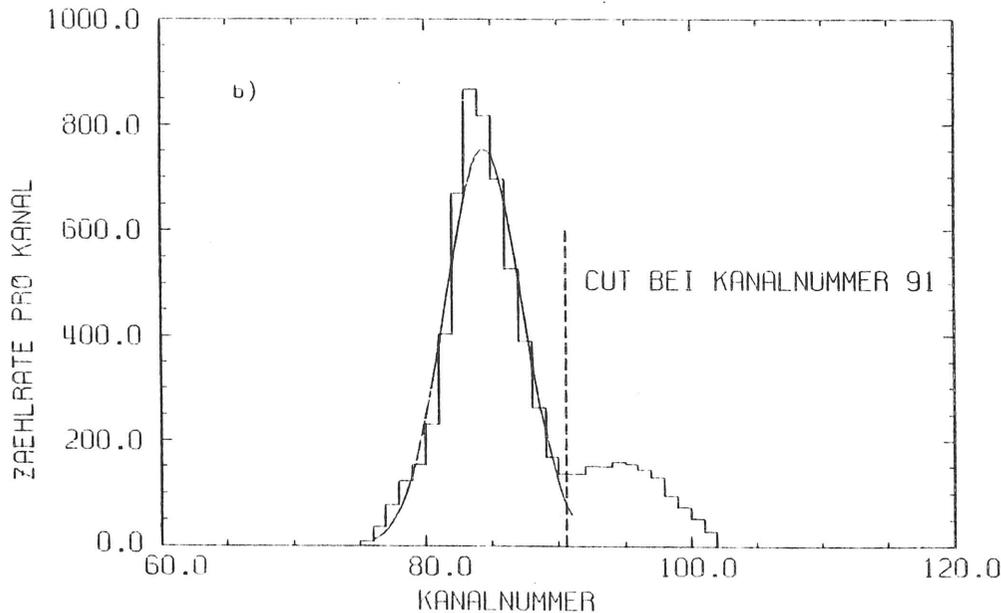


Abb. 44 : a) typisches Driftzeitspektrum für die Ortsauflösung
 b) Driftzeitspektrum. Gegen Ende dieser Messung hatte der Funkendurchbruch eine andere Stelle: es bildete sich ein weiteres Maximum aus (etwa Kanalnummer 96)

$$a_2 = 1,72 \pm 0,17$$

So ergibt sich insgesamt für die Umrechnung der Meßpunkte in diesem Experiment mit Experimenten mit minimal ionisierenden Teilchen:

$$\sigma_{\text{Teilchendurchgang}} (T_0=40 \text{ mV}) = (0,71 \pm 0,08) \sigma_{\text{Funken}} (T_0=620 \text{ mV})$$

6.3.4.: DIE ORTSAUFLÖSUNG IN ABHÄNGIGKEIT VON DER DRIFTSTRECKE

Die Ortsauflösung wurde ab 3 cm Driftstrecke in 0,5 cm-Schritten gemessen. Die minimale Driftstrecke betrug 3 cm, maximal konnten 7 cm eingestellt werden.

Signalraht- und Potentialdrahtspannung blieben fest eingestellt. Die Potentialdrahtspannung wurde so eingestellt, daß sich aus den Kurven für die Driftgeschwindigkeit (Abb.38) die maximale Driftgeschwindigkeit ergab.

Durch Veränderung der Funkenstrecke im Driftraum mußte natürlich das Potential der Funkenstrecke zu den darüber bzw. darunterliegenden Drähten auf "Null" nachgeregelt werden.

In dem Driftstreckenbereich, in dem gemessen wurde, sollte nach der Theorie allein die Diffusion (abgesehen von der Auflösung der Elektronik) zur Ortsauflösung beitragen. Da die Diffusion proportional zu \sqrt{x} ist, erwartet man für diese Meßung ebenfalls eine \sqrt{x} -Abhängigkeit.

In den Abb.45 ist die Ortsauflösung für die verwendeten Kammergease aufgetragen gegen die Driftstrecke x .

Die \sqrt{x} -Abhängigkeit der Ortsauflösung in dem durchmessenen Bereich wurde ganz klar bestätigt.

Die Auflösung der Driftkammer ist hervorragend. Bis auf eine Ausnahme wurden bei 3 cm Driftstrecke etwa 100 μm Auflösung erreicht. Benutzt man die Umrechnung von Kapitel 6.3.3., so ergibt sich für diese Driftstrecke ein σ von etwa 70 μm .

Der Vergleich der Resultate mit Gasgemisch (5) und einer Meßung am FNAL mit minimal ionisierenden Teilchen (Gemisch: 70 % Argon + 30 % Isobutan)⁽¹²⁾ bei kleinen Driftstrecken zeigt eine gute Übereinstimmung. Dabei wurden die Ergebnisse aus diesem Experiment ungerechnet (Kapitel 6.3.3.). Die verglichenen Werte sind in Abb.46 zu sehen.

Bei sehr großen Driftstrecken ($x = 6,5 \text{ cm}$ und $x = 7 \text{ cm}$) ist die Ortsauflösung etwas schlechter als der \sqrt{x} -Fit. Die Abweichung beträgt im Mittel etwa 10 %. Der Grund für diese Verschlechterung der Ortsauflösung am Kammerand ist in Feldinhomogenitäten zu suchen, auf die schon in Kapitel 6.1. hingewiesen wurde.

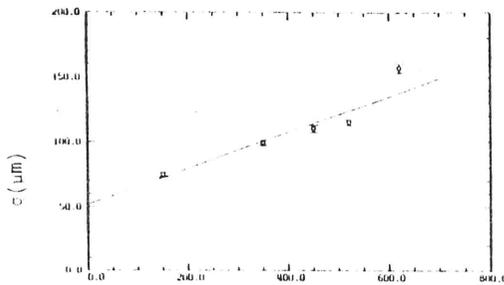


Abb.44c: Der Einfluß der Triggerschwelle auf die Ortsauflösung

Triggerschwelle (mV)

Nun soll noch die Abhängigkeit von n (Anzahl der Primärelektronen) diskutiert werden:

Für minimal ionisierende Teilchen ist $n \sim 50$. Einerseits ist diese Abhängigkeit nur sehr schwach ($\sigma \propto 1/\sqrt{\ln n}$, Kapitel 4.2.), andererseits werden bei einem Funkenüberschlag sehr viel mehr Teilchen erzeugt als bei einem Teilchendurchgang.

Aufgrund des hohen Feldes werden die meisten bei einem Funken gebildeten Teilchen zu der Elektrode mit umgekehrter Polarität hin beschleunigt, und rekombinieren dort.

Nur sehr wenige Elektronen werden, nachdem das Feld zwischen den Spitzen abgeklungen ist, noch übrig sein, und von diesen wird dann auch nur ein Teil durch das E-Feld im Driftraum zum Signaldraht wandern.

Mit $C = 100 \text{ pF}$ und $HVF = 1500 \text{ V}$ werden bei einem Funken etwa 10^{12} Ladungsträger gebildet. Geht man davon aus, daß nur der 10^6 -te Teil nach dem Funken davon noch übrig bleibt, und von diesen noch einmal 10 % rekombinieren, so bleibt für n noch 10^5 . Obwohl diese Zahl sehr groß ist, bleibt für das Verhältnis:

$$\frac{(\sqrt{\ln n})_{\text{Funken}}}{(\sqrt{\ln n})_{\text{Teilchendurchgang}}}$$

nur ein Wert von 1,72.

Dies ist nur eine sehr vage Abschätzung. Nimmt man aber einen Fehler von 10 % an, so liegt n in einem Bereich von 10^4 bis 10^6 , was für diese Verhältnisse doch eine recht realistische Annahme darstellt.

Es gilt also:

$$\sigma_{\text{Teilchendurchgang}} = a_2 \sigma_{\text{Funken}}$$

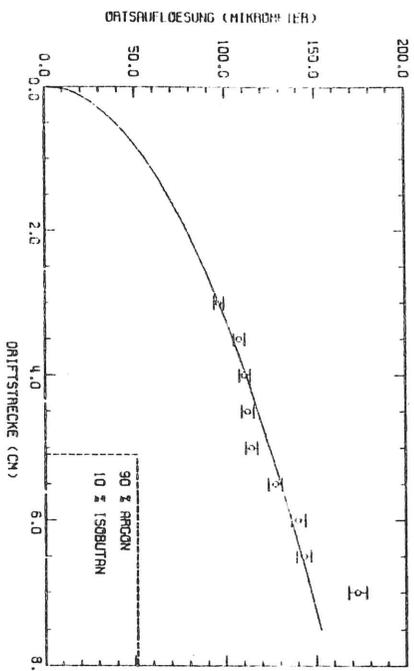
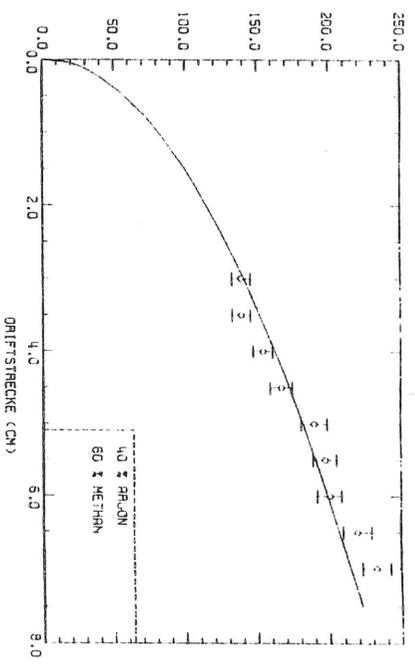
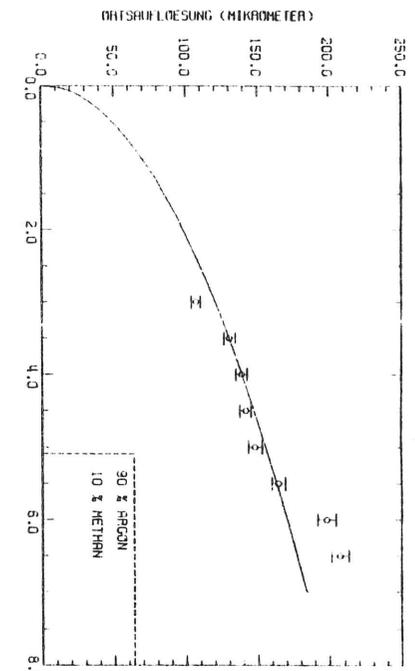


Abb. 45: Ortsauflösung gegen Driftstrecke

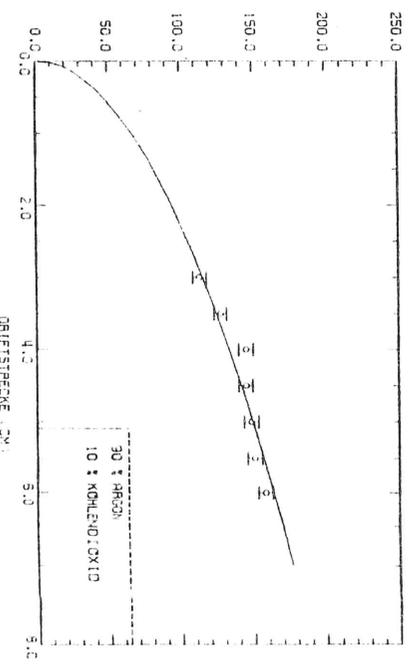
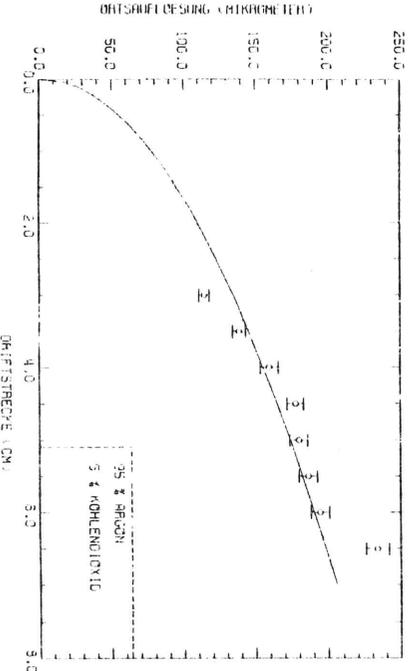
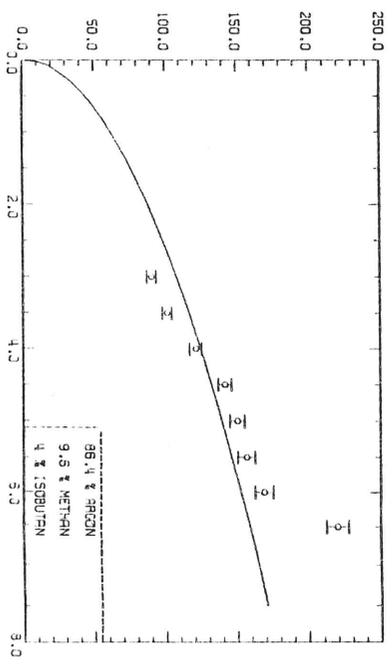
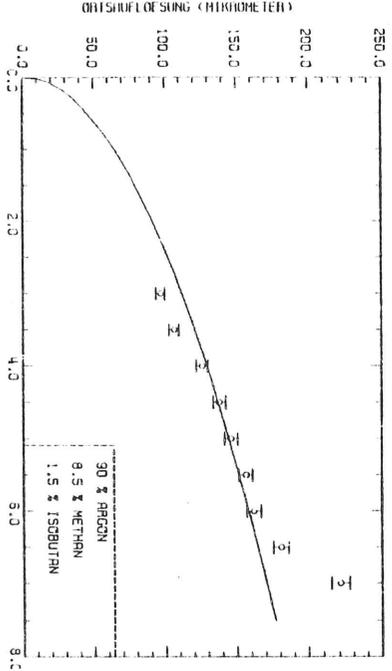


Abb. 45: Ortsauflösung gegen Driftstrecke

Bei 1 cm Driftstrecke kann man noch davon ausgehen, daß nur die Diffusion alleine einen ortsabhängigen Anteil zur Ortsauflösung beiträgt. (Bei kleineren Driftstrecken spielt das σ_{ion} die wesentliche Rolle, wie in Kapitel 4.2. gezeigt wurde.) Mit Hilfe eines \sqrt{x} -Fits kann die Ortsauflösung für 1 cm Driftstrecke extrapoliert werden; mit der Umrechnung aus 6.3.3. können dann Vergleiche mit anderen Messungen vorgenommen werden. Die berechneten Werte können der Tabelle 3 entnommen werden, in der auch einige Meßdaten von anderen Experimenten zum Vergleich aufgeführt sind. Daß σ_{diff} noch abhängig vom Druck ist, wurde durch ref.7 experimentell bestätigt (Abb.47; $\sigma \propto \sqrt{x/p}$).

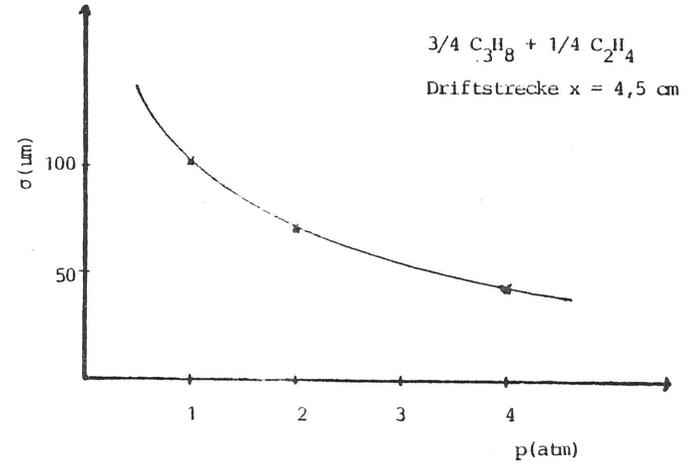


Abb. 47: Die Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Druck (nach ref.7)

Es hat sich gezeigt, daß nicht nur die Driftgeschwindigkeit mit der Methode des Funkens als Primärelektronenquelle genau bestimmt, sondern auch die Ortsauflösung so exakt gemessen werden kann, daß sogar das \sqrt{x} -Verhalten der Ortsauflösung in diesem Driftstreckenbereich genau nachvollziehbar ist.

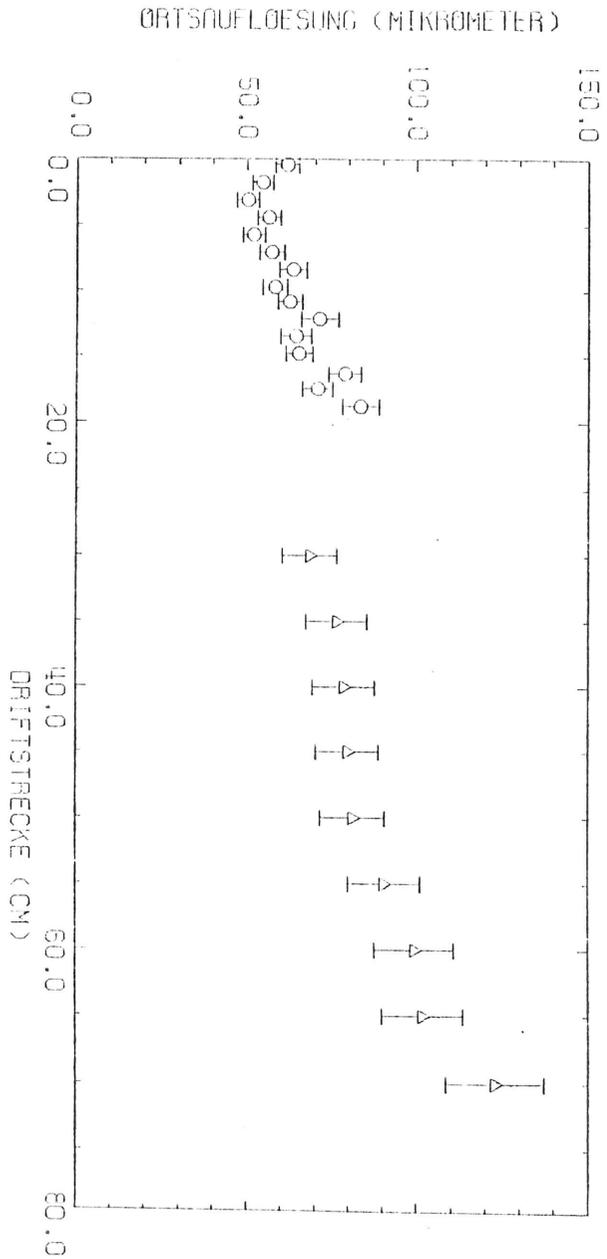


Abb. 46: Ortsauflösung gegen Driftstrecke:

o: Meßdaten von ref. 12 (70 % Argon + 30 % Isobutan)

Δ: Daten aus diesem Experimente (90 % Argon + 10 % Isobutan)

Tabelle 3

Gasgemisch	Ortsauflösung für 1 cm Driftstrecke (μm)
90 % Ar + 10 % CO_2	66,8
90 % Ar + 10 % (i)- C_4H_{10}	55,7
40 % Ar + 60 % CH_4	81,2
86,4 % Ar + 9,6 % CH_4 + 4 % (i)- C_4H_{10}	62,4
95 % Ar + 5 % CO_2	77,7
90 % Ar + 8,5 % CH_4 + 1,5 % (i)- C_4H_{10}	64,6
90 % Ar + 10 % CH_4	69,4
70 % Ar + 30 % (i)- C_4H_{10}	54,6 (12)
75 % C_3H_8 + 25 % C_2H_4	60,8 (7)
33 % Ar + 33 % CH_4 + 34 % (i)- C_4H_{10}	88,2 (7)
16 % Ar + 16 % CH_4 + 68 % (i)- C_4H_{10}	68,6 (7)

6.3.5.: DIE ABHÄNGIGKEIT DER ORTSAUFLÖSUNG VON DER FELDSTÄRKE

Da es also möglich ist, die Ortsauflösung mit dieser Meßmethode sehr genau zu bestimmen, sollte auch der Einfluß der elektrischen Feldstärke festgestellt werden können.

Theoretisch erwartet man mit abnehmender Feldstärke eine schlechtere Auflösung, da die Driftgeschwindigkeit kleiner wird, und die Diffusion dadurch dabei stärker in den Vordergrund tritt.

Zur Meßung der Ortsauflösung als Funktion der elektrischen Feldstärke wurde der gleiche experimentelle Aufbau benutzt wie bei der vorhergehenden Meßung (Abb.42). Der Ort der Funkenstrecke blieb während der Meßung fest eingestellt, sodaß sich eine Driftstrecke von $x = 3$ cm ergab. Für das Gasgemisch (5) wurden die Messungen bei $x = 6,5$ cm durchgeführt, also dicht am Kammerrand, wo sich der Einfluß der Feldinhomogenitäten schon bemerkbar macht. Beim Gemisch (6) war $x = 5$ cm.

Die elektrische Feldstärke konnte in einem Bereich von 0 bis 875 V/cm variiert werden. Interessant waren aber nur kleine Feldstärken, bei denen die Ortsauflösung nach der Theorie schlechter werden soll. In Abb.48 sind die Meßwerte für diesen Teil des Experiments wiedergegeben. Dabei wurde bei der Auswertung der Driftzeitspektren genauso vorgegangen wie es schon in 6.3.3. beschrieben wurde.

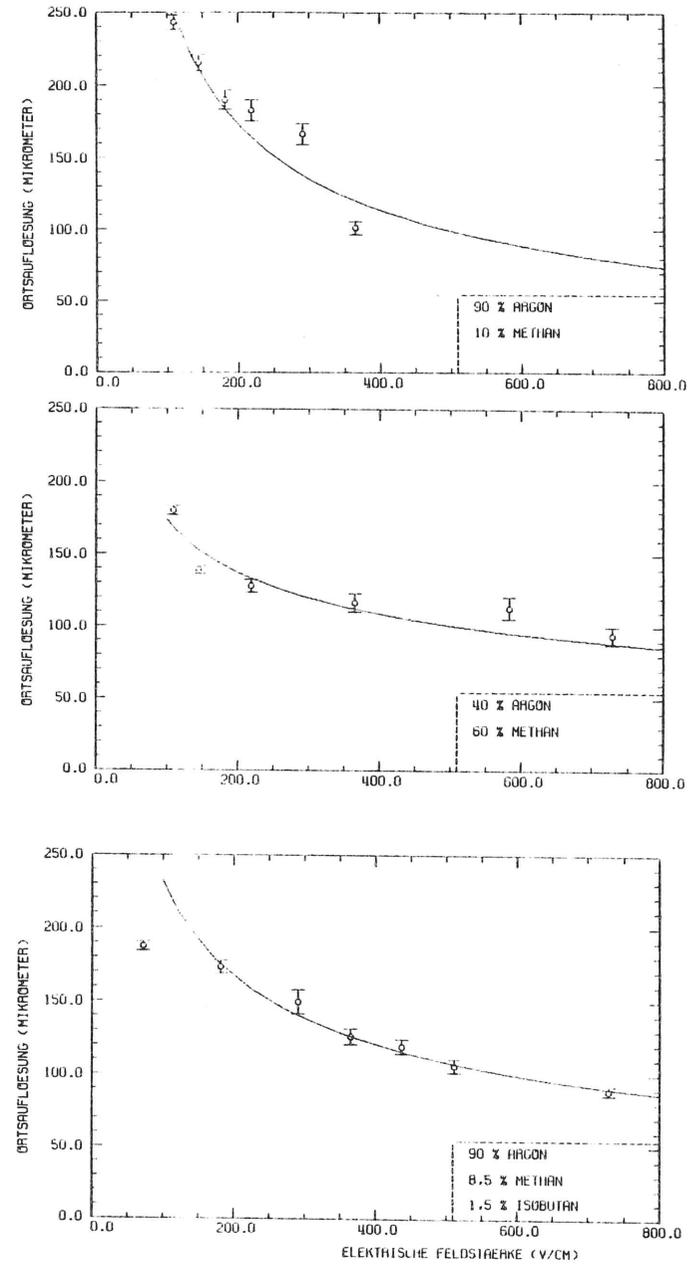


Abb. 48: Ortsauflösung gegen Feldstärke

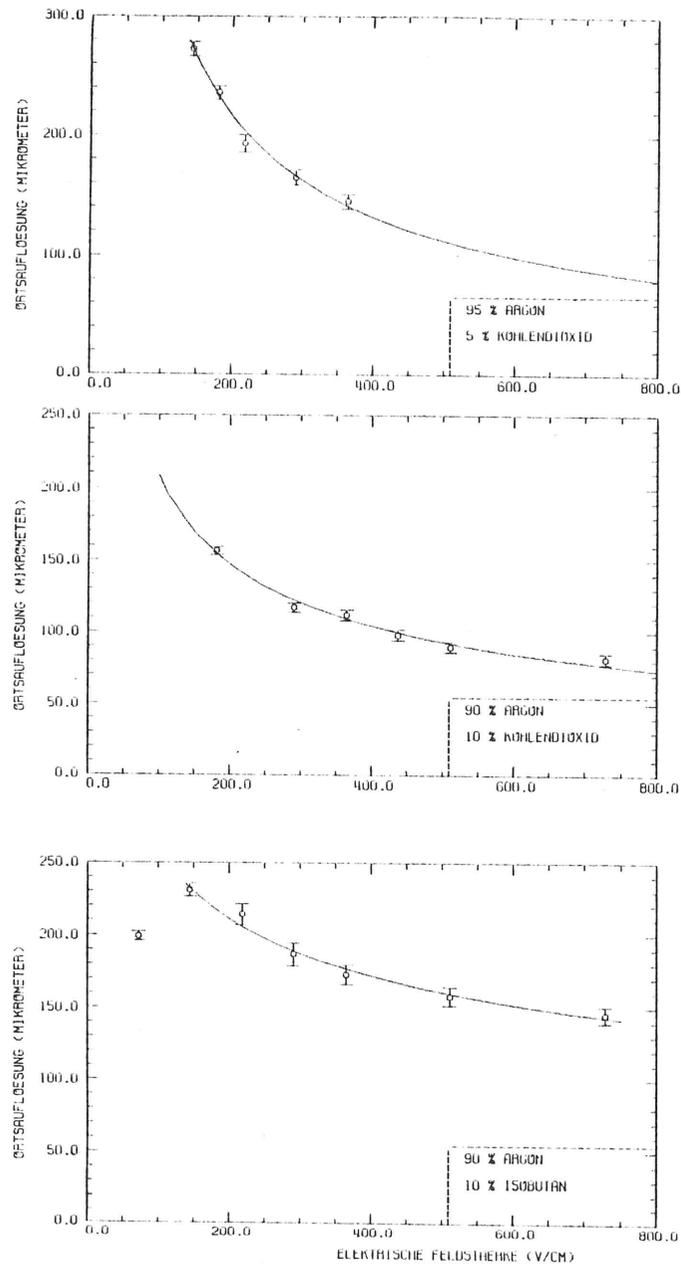


Abb. 48: Ortsauflösung gegen Feldstärke

In Gleichung (4.39) wurde festgestellt:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2 D \bar{x}}{\mu E}}$$

Nimmt man also an, daß $\sigma \propto \sqrt{1/E}$ ist, und fittet diese inverse Wurzelfunktion an die Meßpunkte, so stellt man fest, daß bei vielen Gasgemischen deutliche Abweichungen auftreten.

Dies ist auch verständlich, da mit den Abb.32, 39 gezeigt wurde, daß μ ebenfalls eine Funktion von E ist.

So wurde an die Meßdaten die Funktion:

$$f(x) = \frac{a(1)}{x^{a(2)}}$$

angefittet. In Tabelle 4 sind für die verschiedenen Gasgemische, die bei dieser Meßung verwendet wurden, die Werte von a(2) aufgelistet. Diese weichen zum Teil erheblich von 0,5 ab.

Gasgemisch	a(2)
90 % Ar+10% CO ₂	0,5
90 % Ar+10%(i)-C ₄ H ₁₀	0,3
95 % Ar+5% CO ₂	0,72
40 % Ar+60%CH ₄	0,21
90 % Ar+10%CH ₄	0,61
90 % Ar+8,5%CH ₄ +1,5%(i)-C ₄ H ₁₀	0,48

Tabelle 4

gefittete Funktion: $f(x) = a(1)/x^{a(2)}$

Da für kleine Werte von E angenommen werden kann, daß $\mu \neq \mu(E)$ ist, kann diese Abweichung nur damit erklärt werden, daß auch noch der Diffusionskoeffizient feldstärkeabhängig ist. Dieser kann aber aus den Meßdaten allein nicht berechnet werden.

6.3.6.:ABSCHLIEBENDE BEMERKUNGEN

Nachdem nun alle Meßungen der Driftgeschwindigkeit und der Ortsauflösung abgeschlossen sind, sollen noch einige Bemerkungen zu dieser Meßmethode folgen.

Mit dieser Methode lassen sich außergewöhnlich schnelle Überprüfungen der Driftgeschwindigkeit und der Ortsauflösung sehr genau durchführen. Die Messungen sind so genau, daß der Einfluß der Driftstrecke und der elektrischen Feldstärke auf die Ortsauflösung genau nach der Theorie nachvollzogen werden kann.

Voraussetzung für die Messung mit der Funkenstrecke ist die exakte Trennung des Driftelektronensignals von den Störschwingungen des Funkens. Um dies zu erreichen, benötigt man eine große Driftstrecke, eine starke Bedämpfung des Störsignals genauso wie ein hohes Driftelektronensignal. Das hohe Nutzsignal ist aber schon von der Methode her gegeben, da bei einem Funkenüberschlag sehr viel mehr Elektronen als bei minimal ionisierenden Teilchen entstehen (Faktor 10^4).

Wie schon in 6.3. kurz erwähnt, kann mit verschiedenen Widerständen R_3 (Abb.34) der Funkenstrom variiert werden. Diese Änderung des Stromes ist allerdings nur sehr gering, wenn der Widerstand außerhalb des Gasvolumens angebracht wird, da sich bei zu großen Werten von R_3 ($\geq 10 \text{ k}\Omega$) nicht mehr der Kondensator C_1 , sondern die Kabelkapazität C_2 , unabhängig vom Widerstand, über der Funkenstrecke entlädt.

Wird der Widerstand R_3 direkt an die Funkenstrecke angelötet, so entlädt sich zwar immer noch die Kabelkapazität ($\sim 50 \text{ pF}$), aber der Funkenstrom, und damit die Anzahl der primär gebildeten Teilchen, läßt sich mit verschiedenen Werten von R_3 verändern. Kann man nun mit einem entsprechenden Widerstand mit der Funkenstrecke eine Pulshöhe der Driftelektronen für minimal ionisierende Teilchen simulieren?

Dazu wurde der Aufbau von Abb.35 leicht verändert. R_3 wurde direkt an die Funkenstrecke angelötet (Abb.49). Mit diesem Aufbau sollen jetzt die Pulshöhen des Nutzsignals in Abhängigkeit vom Widerstandswert gemessen werden.

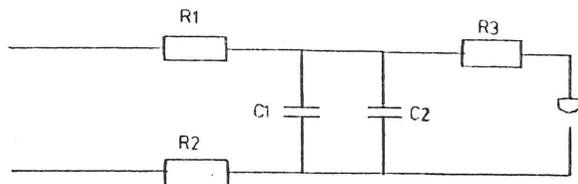


Abb. 49

Mit einem Funktionsgenerator wurde der qVT-Analysator im V-mode geeicht. Abb.50 zeigt die Eichkurve. Für einen Kanal ergab sich eine Pulshöhe von etwa $690 \mu\text{V}$.

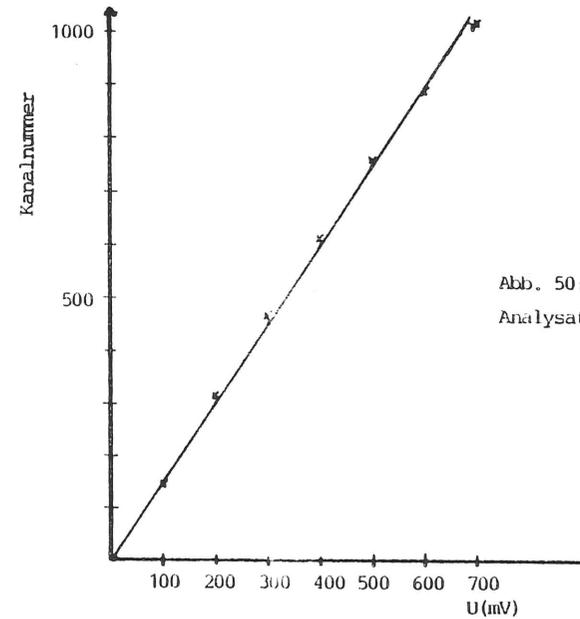


Abb. 50: Eichkurve des qVT-Analysators im V-mode

Die gemessenen Pulshöhenspektren sind in Abb.51 zu sehen. Obwohl nur drei verschiedene Widerstandswerte für R_3 gewählt wurden, sieht man deutlich die Tendenz, daß mit steigendem Widerstand die Pulshöhe abnimmt.

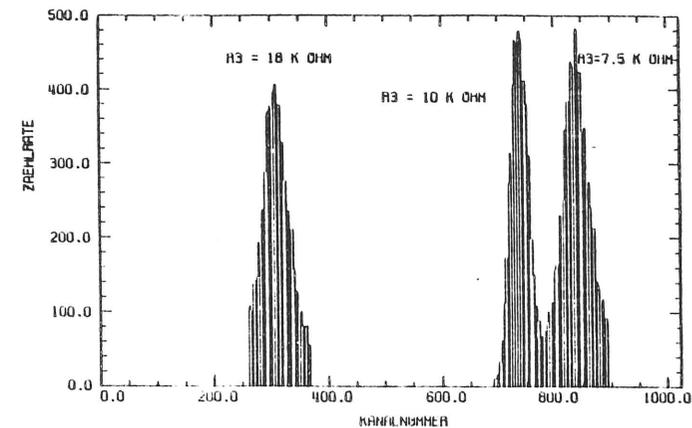


Abb. 51: Pulshöhenspektren bei unterschiedl. R_3

An alle drei Spektren lassen sich Gauß-Verteilungen anfitzen. Aus den gefitteten Parametern erhält man die Kanalnummer, bei der die Verteilung ihr Maximum besitzt, und die Breite der Verteilung.

Trägt man diese Daten gegen die Widerstandswerte auf, so ergibt sich Abb. 52. Durch diese drei Punkte kann näherungsweise eine Gerade gelegt werden.

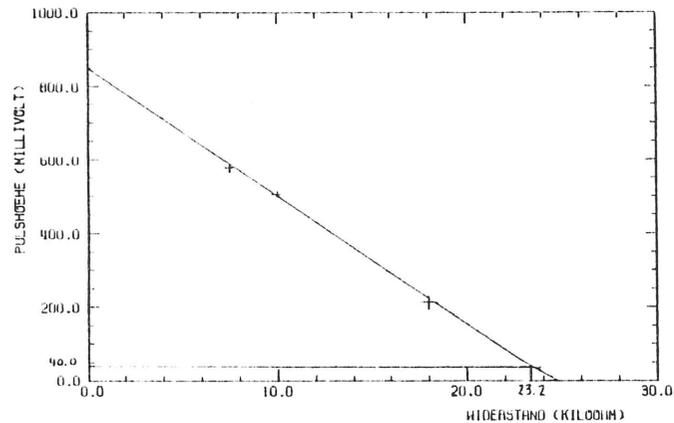


Abb. 52

Aus dieser Geraden wird ersichtlich, daß man für R3 einen Widerstand von etwa 23 k Ω einsetzen muß, um eine Pulshöhe zu erhalten, wie sie auch bei minimal ionisierenden Teilchen auftritt (etwa 40 mV bei 40-facher Verstärkung).

Obwohl die maximale Driftstrecke ($x = 7$ cm) eingestellt wurde (maximale Driftzeit), ist das Funkensignal zu der Zeit, zu der der Driftelektronenpuls erwartet wird, immer noch nicht so weit abgeklungen, daß bei solch kleiner Pulshöhe des Nutzsignals beide Signale genau getrennt werden können. Daher hat der Wert von 23 k Ω für diese Arbeit nur theoretische Bedeutung.

Ein hoher Wert für R3 ist auf jeden Fall wünschenswert, da die Strombegrenzung noch einen weiteren Effekt beeinflusst.

Durch die hohe Ionisationsdichte werden, selbst bei einem Wert für R3 = 10 k Ω (wie schon in Kapitel 6.3. beschrieben), starke Ablagerungen an den Spitzen, vor allem bei Verwendung von Isobutan - Zusätzen, deutlich sichtbar. Methan - Zusätze zeigen diesen Effekt nur bei großen prozentualen Anteilen (60 %), allerdings nicht so stark wie beispielsweise 4 % - 10 % Isobutan - Anteile. Bei Kohlendioxid tritt dieser Effekt nicht auf.

Die Diskussion dieses Verhaltens erscheint umso wichtiger, nachdem alle Messungen in dieser Arbeit abgeschlossen waren, und alle Potentialdrähte starke Verunreinigungen aufwiesen. Untersuchungen mit 40 - facher Vergrößerung deuten darauf hin, daß diese Ablagerungen aus dem gleichen Material bestehen wie zwischen den beiden Spitzen.

Da die Entwicklung der Driftkammer auf eine Hochdruckkammer hinausläuft (z.B.: JADE - JET - Kammer), bei denen die Dichte des Gases noch höher ist, ist dieser Punkt beachtenswert. Gerade bei Driftkammern, die hohen Teilchenzählraten ausgesetzt sind, besteht die Gefahr, daß sich durch Ablagerungen an den Kathodenflächen stärkere, nicht kontrollierbare Feldveränderungen ergeben.

Daher sollte der Anteil an organischen Bestandteilen, die hauptsächlich für diese Ablagerungen verantwortlich sind, möglichst gering gehalten werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Brennbarkeit von Kohlenwasserstoffen aller Art. Mit Sauerstoff bilden sich zum Teil hochexplosive Gemische (z.B. Propan, Butan). So sollte auch aus diesem Grund der Anteil dieser Stoffe möglichst gering gehalten oder ganz vermieden werden.

Nichtbrennbare Gase, wie z.B. Kohlendioxid, zeigen allerdings gegenüber Isobutan ein schlechteres Absorptionsvermögen für Photonen (Kapitel 5). Dies kann durch geringe Zusätze von Methan (~ 5 %) weitgehend ausgeglichen werden.

So können die Gasgemische (6) und (9) zwar nicht als die optimalen Kammergase, so aber als eine gute Alternative zu isobutanhaltigen Gemischen gelten.

In dieser Arbeit wurden Driftgeschwindigkeiten und Ortsauflösungen bei verschiedenen Gasgemischen in einer Driftkammer gemessen.

Die beiden Methoden zur Erzeugung der Primärelektronen (Elektronenstrahl und Funkenstrecke) liefern in Verbindung mit einer hochauflösenden Driftkammer sehr genaue Meßergebnisse. Bis auf das Gasgemisch 90 % Argon + 10 % Methan stimmen die erzielten Ergebnisse für die Driftgeschwindigkeit gut mit den Messungen anderer Autoren überein (falls solche vergleichbaren Messungen für die entsprechenden Gasgemische vorliegen).

Bis auf das Gasgemisch 40 % Argon + 60 % Methan lag bei allen anderen Gemischen die maximale Driftgeschwindigkeit zwischen 4,5 cm/ μ sec und 5,5 cm/ μ sec. Zwei der untersuchten Gasgemische, die nur einen geringen bzw. keinen brennbaren Gasanteil besitzen, weisen eine ähnlich hohe Driftgeschwindigkeit über einen hohen Feldstärkebereich auf.

Durch die genaue Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und einer sehr genauen Zeitmessung konnten mit der Driftkammer, die ein sehr homogenes elektrisches Feld im Driftraum besitzt, hohe Ortsauflösungen erzielt werden. Bei 3 cm Driftstrecke lagen die besten Werte für die Ortsauflösung um 100 μ m.

Die \sqrt{x} - Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftstrecke konnte dank der exakten Meßmethode mit der Funkenstrecke als Primärelektronenquelle sehr gut verifiziert werden. Durch die hohe Meßgenauigkeit können sogar Abweichungen vom \sqrt{x} - Verhalten am Kammerrand, bedingt durch Feldinhomogenitäten, festgestellt werden.

Des weiteren wurde die Ortsauflösung als Funktion der elektrischen Feldstärke im Driftraum gemessen. Nach der Theorie tritt der Anteil der Diffusion am Transportmechanismus der Elektronen mit abnehmender Feldstärke stärker in den Vordergrund und verschlechtert dadurch die Auflösung. Diese von der Theorie erwartete Abnahme der Ortsauflösung konnte ebenfalls gut bestätigt werden.

- 1) G. Schultz, J. Gresser: Nucl. Instr. & Meth. 151 (1978) 413
- 2) S. A. Korff: Electrons and nuclear counters (van Norstrand)
- 3) F. Sauli: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77/09
- 4) Lorentz: Theory of electrons (Stechert)
- 5) P. M. Morse, W. P. Allis, E. S. Lamar: Phys. Rev. 48 (1935) 412
- 6) H. Hasemann: Diplomarbeit (1977)
- 7) W. Farr, J. Heintze, K. H. Hellenbrand, A. H. Walenta: Nucl. Instr. & Meth. 154 (1978) 175
- 8) H. Neuert: Kernphysikalische Meßverfahren (G. Braun, Karlsruhe)
- 9) D. H. Wilkinson: Ionisation chambers and counters (Cambridge Univ. Press, 1950)
- 10) L. S. Frost, A. V. Phelps: Phys. Rev. 127 (1962) 1621
- 11) H. Cramer: Mathematical methods of statistics (Princeton Univ. Press, 1966) 374
- 12) T. S. Nigmanov, V. P. Pugachevich, D. Riabsov, M. D. Shafranov, E. N. Tsyganov, D. V. Uralsky, A. S. Vodopianov, F. Sauli, M. Atac, J. Tompkins: Fermilab Internal Report 76/26 EX1
- 13) W. N. English, G. C. Hanna: Can. J. Phys. 31 (1953) 768
- 14) R. Ezban, M. Morganti: Internal Report CERN NP/OM 666 (1964)
- 15) J. H. Cobbs: ISIS internal note 15, Nucl. Phys. Lab. Oxford (1974)
- 16) W. W. N. Allison, C. B. Brooks, J. N. Bunch, J. H. Cobbs, J. L. Lloyd, R. W. Pieming: Nucl. Instr. & Meth. 119 (1974) 499
- 17) I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik (B. G. Teubner, 1973)

DANKSAGUNG

Ich danke:

Herrn Professor Dr. D. Schmidt für die Stellung des
Themas, die Betreuung dieser Arbeit und seine
hilfreiche Kritik

Herrn P. Burmeister für die Konstruktion der
Driftkammer

Herrn G. Hase für den Bau der Funkenstrecke

allen Mitgliedern der Gruppe F 32 für ihre
Unterstützung